UNIVERSITÉ DE CAEN

FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES APPLIQUEES

PAR

Jacques SEGUINOT

Chargé de Recherches au C. N. R. S.

Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN

1re Thèse : Polarisation des protons de recul dans la diffusion élastique des pions positifs par des protons A $T_\pi = 414$ et 492 MeV.

2e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 30 Mars 1966.

JURY

Président M. M. SCHERER, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE CAEN

Examinateurs MM. A. BERTHELOT, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

C. MABBOUX-STROMBERG, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE CAEN

G. VALLADAS, C. E. N. SACLAY

UNIVERSITÉ DE CAEN

FACULTÉ DES SCIENCES

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES APPLIQUEES

PAR

Jacques SEGUINOT

Chargé de Recherches au C. N. R. S.

Laboratoire de Physique Corpusculaire de CAEN

1re Thèse : Polarisation des protons de recul dans la diffusion élastique des pions positifs par des protons A $T_\pi = 414$ et 492 MeV.

2e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 30 Mars 1966.

JURY

Président M. M. SCHERER, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE CAEN

Examinateurs MM. A. BERTHELOT, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

C. MABBOUX-STROMBERG, PROFESSEUR A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE CAEN

G. VALLADAS, C. E. N. SACLAY

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE CAEN

FACULTE DES SCIENCES

OL/MJ.

ANNEE SCOLAIRE 1965-1966

PERSONNEL DE LA FACULTE DES SCIENCES

MM. LOZAC'H	Doyen, Professeur (Chimie)
DANGEARD	Professeur (Géologie)
SCHERER	Professeur (Physique Générale
APERY	Professeur (Mathématique pures)
JACQUET	Professeur (Microbiologie)
PITOT	Professeur (Botanique)
CAMPBELL	Professeur (Mécanique rationnelle)
VIALLE	Professeur (Chimie)
COJAN	Professeur (Physique)
PALLU de la BARRIERE	Professeur (Mathématiques)
PHAM	Professeur (Mathématiques)
GIACOMO	Assesseur, Professeur (Physique)
MONIER	Professeur (Minéralogie)
CONIA	Professeur (Chimie)
PAREYN	Professeur (Géologie)
Mme GAYRAL	Professeur (Botanique)
MM. ROMANET	Professeur (Chimie Générale)
BINET	Professeur (Botanique)
THUREAU	Professeur (Physique)
NATAF	Professeur (Mathématiques)
PINAZZI	Professeur (Chimie)
RYBAK	Professeur (Physiologie animale)
LUBET	Professeur (Zoologie)
DOGUET	Professeur sans chaire (Biologie végétale)
MABBOUX-STROMBERG	Professeur sans chaire (Physique)
BERNARD Maurice	Professeur sans chaire (Chimie)
BARRAT	Professeur sans chaire (Physique)
LEGROS	Professeur sans chaire (Physique)
GAULT	Professeur sans chaire (Chimie)
Mlle DEMEUSY	Professeur sans chaire (Biologie)
Mme BLANCHETON	Professeur sans chaire (Mathématiques)
MM. DESCHANVRES	Professeur sans chaire (Chimie)
THUILLIER	Professeur sans chaire (Chimie)
MOLLIER	Maître de conférences (Chimie)
KAUFFMANN	Maître de conférences (Microbiologie du sol)
SIGNORET	Maître de conférences (Zoologie)
PONS	Maître de conférences (Physique appliquée)
FORTINI	Maître de conférences (Electronique)
HERVE	Maître de conférences (Mécanique appliquée)
LEHMANN	Maître de conférences (Physique)
BERNARD Jean	Maître de conférences (Mathématiques)
BOULET	Maître de conférences (Psychophysiologie)
Mme. GRANDET	Maître de conférences (Mathématiques M.P.C)
MM. MARGERIE	Maître de conférences (Physique)
Mme. MALLIAVIN	Maître de conférences (Mathématiques)
MM. ZAREMBOWITCH	Maître de conférences (Physique)
CASALS	Maître de conférences (Chimie)
de PAPE	Chargé d'enseignement (Chimie
M. CAUCAL	Conseiller administratif, Chef des Services Administratifs de la Faculté des Sciences .

TABLE DES MATIERES

Page

SOMMAIRE 1

INTRODUCTION 3

PREMIERE PARTIE : MESURE

CHAPITRE I

I. Formalisme de la polarisation 11
II. Introduction aux méthodes de mesure de la polarisation 17

CHAPITRE II - METHODE EXPERIMENTALE

A. Méthode de la chambre à étincelles à plaques de carbone 21
B. Estimation de la polarisation 24
C. Caractéristiques expérimentales 28

I. Résolution en énergie 29
II. Asymétrie parasite expérimentale 31
III. Possibilités expérimentales de mise en évidence et de correction des biais 34
IV. Domaine angulaire analysable de la diffusion π-p 35

D. Dispositif expérimental 36

I. Faisceau de pions 36
II. Compteurs 40
III. Electronique 42
IV. Chambres à étincelles 42
V. Photographie 48

E. Equipement de mesure 51
F. Remarques de conclusion 52

Page

CHAPITRE III - DEPOUILLEMENT - ANALYSE DES DONNEES

A. Dépouillement - Mesure 56
B. Réduction des données 59

I. Reconstruction des événements 59

1. Programme RECON 59
2. Sous-programme REFLEC 63
3. Résultats 63

II. Calcul de la polarisation 63

1. Sous-programme POLAR : pouvoir analyseur du carbone 63
2. Deuxième réduction des données : calcul de la polarisation 72

CHAPITRE IV - DISCUSSION DES ERREURS - RESULTATS

A. Discussion des erreurs 76

I. Asymétrie provenant de la méthode expérimentale 76

1. Efficacité et biais dans l'exploitation des clichés 76
2. Asymétrie parasite instrumentale 80

II. Erreurs dues aux incertitudes sur la connaissance du pouvoir analyseur du carbone 87
III. Pouvoir analyseur effectif moyen du carbone 92

B. Test du pouvoir analyseur de la chambre à étincelles 97
C. Conclusions - Résultats 99

DEUXIEME PARTIE : ANALYSE EN DEPHASAGES

CHAPITRE I - FORMALISME THEORIQUE - PROGRAMME PIPANAL

A. Formalisme théorique 103

I. Amplitudes de diffusion 103

1. Amplitudes de diffusion nucléaire 103
2. Corrections coulombiennes 104
3. Forme finale des amplitudes de diffusion 108

Page

II. Notation des déphasages 111

B. Notation des solutions de déphasages 111
C. Programme PIPANAL 112

1. Procédure de recherche 112
2. Estimation des erreurs 114

CHAPITRE II - RESULTATS - DISCUSSION - DIFFUSION $\pi^+ p$ ENTRE 200 ET 700 MeV

A. Résultats 117

I. Analyse à T_π = 495 MeV 117
II. Analyse à T_π = 410 MeV 127
III. Discussion 128

B. Diffusion $\pi^+ p$ entre 200 et 700 MeV 134

I. Les prédictions théoriques 134
II. Les analyses en déphasages 136

1. Les différents types d'analyses 136
2. Résultats 137

III. Discussion - Comparaison avec nos résultats à 410 et 495 MeV 144

CONCLUSION 148

REMERCIEMENTS 149

APPENDICE A Tables du pouvoir analyseur du carbone 153

APPENDICE B Efficacité et biais du dépouillement 155

APPENDICE C Relations complémentaires 157

APPENDICE D Paramétrisation de l'analyse de Roper 159

REFERENCES 161

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41542711_0019

POLARISATION DES PROTONS DE RECUL DANS LA DIFFUSION ELASTIQUE DES PIONS POSITIFS PAR DES PROTONS A 414 ET 492 MeV :

MESURE - ANALYSE EN DEPHASAGES

Jacques Séguinot

Laboratoire de Physique corpusculaire

Université de Caen

Août 1965

S O M M A I R E

La distribution angulaire de la polarisation du proton de recul dans les diffusions élastiques $\pi^+ p$ a été mesurée à $(T_\pi)_{lab}$ = 414 et 492 MeV, auprès du synchrotron Saturne à Saclay (collaboration Saclay - Université de Caen). La mesure a été effectuée en observant l'asymétrie azimutale des distributions angulaires des protons, diffusant élastiquement dans une chambre à étincelles à plaques de carbone. La chambre était déclenchée par un dispositif de compteurs à scintillation et de compteurs Cerenkov, qui identifiaient la particule entrant dans la chambre comme le proton de recul d'une diffusion élastique π-p.

65/1207/10
p/pp

Une analyse en déphasages a été effectuée à 410 et 495 MeV, à partir des données de polarisation et des mesures de section efficace différentielle de P.M. Ogden et al. aux mêmes énergies.

Une solution SPDF Fermi I est trouvée, qui prolonge bien les résultats à plus basse énergie. La solution est unique à 410 MeV. A 495 MeV, une ambiguité du type Minami est trouvée, mais peut être rejetée facilement par des arguments basés sur la continuité du comportement des déphasages avec l'énergie.

Une comparaison est faite avec les prédictions théoriques de J. Hamilton et al.

INTRODUCTION

Une nouvelle approche à la physique des interactions fortes, qui puisse relier les principes théoriques aux données expérimentales, a été développée ces dernières années avec la théorie de dispersion. L'idée est d'essayer d'obtenir une construction pratique de la matrice S, en considérant comme quantités théoriques fondamentales, les amplitudes asymptotiques de diffusion qui peuvent être testées directement par l'expérience.

En imposant des relations générales comme l'invariance relativiste, la microcausalité, l'unitarité, la règle de substitution, on postule (cf. Mandelstam) le principe de l'analycité de la matrice S[1], dont les singularités ont une signification physique directe : masse, constantes de couplage, seuil des processus. La démarche des relations de dispersion, est de construire des représentations spectrales (application du théorème de Cauchy) qui mettent en évidence explicitement, la forme des amplitudes de diffusion en fonction de leurs singularités. Cette procédure a déjà été utilisée dans l'analyse des interactions pion-nucléon à basse énergie et récemment prolongée jusqu'à 600 MeV[2-4].

Les prédictions théoriques sont établies en termes d'amplitudes de diffusion $a_{\ell,j}(T)$ [ℓ : moment angulaire orbital, j : moment angulaire total, T : spin isobarique], pour les ondes partielles non résonnantes et de faible amplitude, dans l'approximation de la prédominance des singularités les plus proches de la région physique (interaction périphérique correspondant à un paramètre d'impact $R \gtrsim 10^{-13}$ cm). Ceci implique que la comparaison avec les résultats expérimentaux se fasse par l'intermédiaire d'analyses en ondes partielles, capables de donner avec précision les déphasages des ondes de moment angulaire élevé.

Aux énergies cinétiques des pions incidents inférieures à 300 MeV, la situation expérimentale est assez claire. L'interaction $\pi^+ p$ qui est un état pur de spin isobarique $T = 3/2$ [$a^+_{\ell,j} = a_{\ell,j}(3/2)$] est dominée par la résonance P_{33} à 200 MeV ($M = 1238$ MeV, $T = 3/2$, $j = 3/2$, $\ell = 1$). Au-delà de cette énergie, et jusqu'à 700 MeV, le fait marquant réside dans le comportement de la section efficace totale $\pi^- p$ [$a^-_{\ell,j} = 1/3 \cdot a_{\ell,j}(3/2) + 2/3 \cdot a_{\ell,j}(1/2)$] :

i) La résonance à 600 MeV est maintenant complètement définie[5] ($M = 1512$ MeV, $T = 1/2$, $j = 3/2$, $\ell = 2$); la confirmation de sa parité, longtemps conjecturée[6-7], est à l'origine du programme de mesure auquel se rattache, comme on le verra, l'expérience discutée dans ce travail.

ii) L'existence possible d'une nouvelle résonance à $(T\pi)_{lab} \simeq 400$ MeV[12] ($M_{\pi p} \simeq 1400$ MeV, $T = 1/2$, $j = 1/2$, $\ell = 0$ ou 1), mise en évidence par Cocconi et al.[8,9] dans les spectres de masse manquante de la diffusion inélastique proton-proton, donnait un intérêt supplémentaire au prolongement de l'analyse en déphasages de la diffusion pion-nucléon jusqu'à 600 MeV au moins.

Pour effectuer l'analyse relative à l'état de spin isobarique $T = 1/2$, il est souhaitable de partir d'une bonne connaissance des déphasages dans l'état $T = 3/2$, qui n'est donc pas seulement intéressant pour lui-même.

Du fait de la portée limitée de l'interaction, le développement en ondes partielles des amplitudes de diffusion peut être arrêté à une valeur ℓ_{max} du moment angulaire orbital : $\ell_{max} = pR/\hbar$, où p est le moment du pion incident dans le système du centre de masse. En prenant R de l'ordre de la longueur d'onde Compton du pion, on trouve pour les énergies de cette expérience $\ell \simeq 3$ (analyse S, P, D, F). Vérifier qu'un tel développement exprime bien les résultats expérimentaux, constitue un résultat important.

Du fait qu'à chaque valeur de ℓ, on peut associer deux valeurs du moment angulaire total $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, à l'exception de l'onde S ($\ell = 0$, $j = \frac{1}{2}$), il faut déterminer $2\ell_{max} + 1$ paramètres pour décrire l'interaction, si l'énergie disponible est inférieure au seuil où les phénomènes inélastiques doivent être pris en considération ($\simeq$ 300 MeV). Le nombre d'équations indépendantes nécessaires est alors fourni par la seule mesure de la section efficace différentielle. Dans ce cas cependant, le système des $2\ell_{max} + 1$ équations a $2^{(2\ell_{max} + 1)}$ solutions[13]. Afin d'éliminer les ambiguités, il est nécessaire de mesurer la polarisation du proton de recul, ou d'introduire d'autres informations comme, par exemple, la dépendance en énergie des déphasages, ou des résultats obtenus à partir des relations de dispersion. C'est cette dernière méthode qui a permis de montrer la validité de la solution de Fermi des analyses à basse énergie, à défaut des mesures de polarisation qui étaient alors difficiles à envisager en l'absence de techniques appropriées.

Au-dessus de 300 MeV, le nombre des paramètres est doublé : à chaque déphasage est associé un paramètre d'inélasticité. Dans le domaine d'énergie de cette expérience, cela implique la détermination de 14 paramètres pour décrire l'état $T = \frac{3}{2}$. La solution du problème de l'analyse en déphasages exige par conséquent 14 données expérimentales, permettant d'obtenir 14 relations indépendantes :

i) 7 sont obtenues par la mesure de la section efficace différentielle, en déterminant par exemple les coefficients a_n du développement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^{2\ell_{max}} a_n \cdot \cos^n \vartheta \, .$$

ii) La connaissance de la section efficace totale et de la section efficace totale inélastique ajoute deux relations complémentaires.

iii) La partie réelle de l'amplitude de diffusion vers l'avant fournit en principe une information supplémentaire, mais elle est entachée d'une incertitude relativement grande.

Si on ajoute ces données, le nombre d'inconnues est excédentaire.

La mesure de la polarisation du proton de recul apporte dans ces conditions des informations indispensables (six relations dans une analyse SPDF) pour résoudre le problème. Dans le cas idéal où la polarisation serait mesurée dans tout le domaine angulaire de la diffusion, on disposerait de seize relations indépendantes pour quatorze paramètres. En fait, il est impossible d'obtenir la distribution angulaire complète de la polarisation, et les incertitudes expérimentales qui affectent les mesures ne rendent pas les contraintes de l'analyse aussi strictes. La technique des cibles polarisées à bobines supra-conductrices, permettra dans l'avenir une surdétermination utile du problème de l'analyse à haute énergie, par la mesure des paramètres de rotation et d'asymétrie[14], $R(\vartheta)$ et $A(\vartheta)$.

Les déphasages qui correspondent aux ondes de moment angulaire élevé interviennent d'une manière pratiquement peu sensible dans l'expression de la section efficace différentielle. Leur contribution dominante est dans la diffusion vers l'avant (là où les mesures sont plus imprécises et limitées par l'énergie minimum détectable du proton de recul), et vers l'arrière. Une mauvaise détermination des ondes d'ordre supérieur se répercute finalement sur les autres.

L'intérêt de la mesure de la polarisation s'exprime principalement par sa grande sensibilité aux petits déphasages (ondes D) en raison, comme l'a montré Mandl[68], de l'importance des termes d'interférence*) dont les coefficients sont élevés pour les ℓ grands.

---

*) Dans le développement de la section différentielle $d\sigma/d\Omega$, l'interférence, entre deux états avec les amplitudes a_i et a_j, apparaît sous la forme $Re(a_i^* \cdot a_j)$. Ce terme peut aussi être écrit comme l'expression d'un produit scalaire :

$$Re(a_i^* \cdot a_j) = |a_i| \cdot |a_j| \cdot \cos\alpha$$

où α est l'angle que font les amplitudes dans le plan complexe.

(Fin de la note, page suivante)

Au moment où cette expérience fut entreprise, les mesures de polarisation les plus précises avaient été faites en 1961 par J.H. Foote et al.[15] et O. Vik et al.[16] à 310 MeV, successivement dans la diffusion $\pi^+ p$ et $\pi^- p$: expériences de compteurs effectuées auprès du synchrocyclotron de Berkeley (Californie) qui déterminaient en quatre angles, la polarisation des protons de recul en les faisant diffuser sur le carbone.

Peu après, l'apparition des chambres à étincelles permettait d'envisager des mesures à plus haute énergie auprès des synchrotrons[17]. R. Eandi et al.[18], à Berkeley, complétaient les mesures de section efficace différentielle de J.A. Helland et al.[19] de 550 à 1200 MeV, par des mesures de polarisation dans les diffusions $\pi^{\pm} p$ à 523, 572 et 689 MeV, en utilisant des chambres à étincelles à plaques de carbone. Les grandes erreurs statistiques de cette expérience ne permettaient pas de lever l'ambiguité de la parité de la résonance à 600 MeV. De plus, ce programme laissait subsister une lacune dans les mesures entre 310 MeV et 523 MeV.

Malgré les données de polarisation, les analyses en déphasages à 310 MeV de Foote et de Vik aboutissaient à des ambiguités. Pour effectuer des analyses à plus haute énergie, il apparaissait, de ce fait, nécessaire de faire des mesures assez rapprochées.

L'exploration de l'intervalle 310 - 523 MeV était donc entrepris à Saclay auprès du synchrotron Saturne :

---

*) (Suite de la page précédente)

La polarisation P donne un terme d'interférence entre les mêmes états dans le développement de :

$$\frac{1}{\sin\vartheta} \cdot P \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^{2\ell_{max}-1} b_n \cdot \cos^n \vartheta,$$

proportionnel à $\mathrm{Im}(a_i^* \cdot a_j)$. Ce terme s'exprime sous la forme d'un produit vectoriel :

$$\mathrm{Im}(a_i^* \cdot a_j) = |a_i||a_j|\sin\alpha .$$

i) Nous avons commencé dès 1962 (collaboration Saclay - Université de Caen), une mesure à T_π = 414 et 492 MeV de la polarisation du proton de recul dans les diffusions élastiques $\pi^{\pm}p$. La technique des cibles polarisées n'était pas arrivée au degré d'élaboration que nous leur connaissons aujourd'hui, et la seule méthode possible auprès de Saturne était celle utilisée précédemment par R. Eandi. Les résultats préliminaires ont été publiés [20,21]. La précision obtenue est satisfaisante. L'expérience est décrite dans cette thèse pour la diffusion π^+p, et dans celle de P. Bareyre [22] pour la diffusion π^-p.

ii) En raison de l'imprécision et de la divergence des mesures existantes, nous avons fait une nouvelle mesure de la section efficace totale $\pi^{\pm}p$, entre 300 et 600 MeV [23], à des énergies rapprochées et avec des statistiques élevées. Ces mesures ont apporté une contribution à la mise en évidence possible d'un système π-N avec une masse de 1400 MeV [12].

iii) La mesure des distributions angulaires des diffusions élastiques $\pi^{\pm}p$ a été faite en 1963 par une collaboration Berkeley - Saclay [24] à T_π = 310, 370, 410, 450, 490, 550, 600 et 650 MeV.

La première partie de ce travail est consacrée à la mesure de la polarisation :

Le chapitre I est un rappel du formalisme de la polarisation et une introduction à la méthode de la double diffusion. Après une discussion de la méthode expérimentale (chapitre II), le traitement des données de mesure (sélection des événements, programmes d'analyse, pouvoir analyseur du carbone) est étudié (chapitre III). Le chapitre IV analyse les erreurs expérimentales et leurs conséquences sur la mesure.

La deuxième partie est réservée à l'analyse en déphasages :

Le chapitre I est un rappel du formalisme utilisé. Les expressions pratiques des amplitudes de diffusion tenant compte des corrections coulombiennes y sont établies. La méthode de calcul des déphasages est brièvement décrite. Le chapitre II donne les résultats des analyses effectuées à 410 et 495 MeV[25], discutés et comparés aux prédictions théoriques de Donnachie et al.[4], d'après les relations de dispersion, et aux analyses en déphasages récemment rapportées de Auvil et al.[26], Bransden et al.[27] et Roper et al.[28].

PREMIERE PARTIE

MESURE

C H A P I T R E I

Ce chapitre constitue un rappel des relations concernant la polarisation dans la diffusion nucléon-particule de spin zéro, et une introduction à la méthode de mesure de la polarisation du nucléon dans la diffusion πp.

I. La polarisation d'une particule de spin ½ est un vecteur égal à deux fois la valeur moyenne de son opérateur de spin, défini dans le centre de masse de la particule :

$$\vec{P} = 2\langle \vec{S} \rangle = \langle \vec{\sigma} \rangle$$

$$\sigma_x = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \quad \sigma_y = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix} \quad \sigma_z = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}.$$

Elle peut s'exprimer par sa matrice-densité :

$$\rho = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 + P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1 - P_z \end{vmatrix}.$$

Considérons la réaction élastique :

$$(a) + (x) \rightarrow (a) + (x)$$

où :

(a) est la particule de spin zéro;

(x) la particule de spin ½ : le proton;

(a) sera indifféremment le pion incident de la diffusion pion-proton ou le noyau-cible dans la réaction proton-noyau considérée ci-après.

Soient par exemple :

$\vec{q}_i$ l'impulsion initiale de (a) dans le centre de masse de la réaction, dirigée selon l'axe oz;

$\vec{q}_f$ l'impulsion finale de la même particule, repérée par les coordonnées sphériques (q_f, ϑ, Φ);

$\vec{P}_i, \vec{P}_f$ les vecteurs, polarisation du nucléon initial et final;

$\vec{n}$ la normale au plan de diffusion :

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}_i \times \vec{q}_f}{q_i \cdot q_f} .$$

La forme la plus générale d'une matrice de diffusion conservant la parité est :

$$M = f(\vartheta) + ig(\vartheta) \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n} . \qquad \text{(I-1}$$

La section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ et la polarisation du proton $\vec{P}_f$, toutes deux fonction de ϑ et Φ, sont alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \Phi) = \mathrm{Tr}(M^{\dagger} M \rho_i) = |f(\vartheta)|^2 + |g(\vartheta)|^2 + 2\,\mathrm{Im} f g^* \cdot \vec{P}_i \cdot \vec{n} \qquad \text{(I-2}$$

$$\vec{P}_f(\vartheta, \Phi) = \frac{\mathrm{Tr}(M^{\dagger} \vec{\sigma} M \rho_i)}{\mathrm{Tr}(M^{\dagger} M \rho_i)} \qquad \text{(I-3}$$

$$\vec{P}_f(\vartheta, \Phi) = \frac{[(|f|^2 - |g|^2)\vec{P}_i + 2|g|^2 \cdot (\vec{P}_i \cdot \vec{n})\vec{n} + 2\,\mathrm{Re} f g^* \cdot (\vec{P}_i \times \vec{n}) + 2\,\mathrm{Im} f g^* \cdot \vec{n}]}{[|f|^2 + |g|^2 + 2\,\mathrm{Im} f g^* \cdot \vec{P}_i \cdot \vec{n}]} .$$

Si dans l'état initial les protons ne sont pas polarisés $(\vec{P}_i = 0)$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = |f(\vartheta)|^2 + |g(\vartheta)|^2 \qquad \text{(I-4}$$

et :

$$(\vec{P}_f)_o = \frac{2\,\mathrm{Im} f \cdot g^*}{|f|^2 + |g|^2} \cdot \vec{n} \qquad \text{(I-5)}$$

$(\vec{P}_f)_o$ est colinéaire à $\vec{n}$, c'est-à-dire perpendiculaire au plan de la collision. En substituant son expression dans (I-2), on obtient la relation générale :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (|f|^2 + |g|^2)[1 + \vec{P}_i \cdot (\vec{P}_f)_o]. \qquad \text{(I-6)}$$

Nous sommes intéressés ici par la mesure de la polarisation des protons, associée à la diffusion pion-nucléon exprimée par le vecteur $(\vec{P}_f)_o = \vec{P}_1$.

1. $\vec{P}_i \neq 0$, la cible est polarisée

$d\sigma/d\Omega$ dépend alors du produit scalaire $\vec{P}_i \cdot \vec{P}_1$. La variation de $d\sigma/d\Omega$ lorsqu'on change $\vec{P}_i$ en $-\vec{P}_i$ est proportionnelle à $\vec{P}_i \cdot \vec{P}_1$ d'où à $\vec{P}_1$.

2. $\vec{P}_i = 0$, les protons-cibles ne sont pas polarisés

La polarisation $\vec{P}_1$ des protons de recul peut alors être obtenue par l'intermédiaire d'une seconde diffusion de ces protons sur un noyau approprié. Si le spin de ce noyau est 0 et si :

$$\left(P_{f(2)}\right)_o = \vec{P}_2$$

est la polarisation associée à cette seconde diffusion, on a d'après la relation (I-6) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 = \left[|f_2(\vartheta)|^2 + |g_2(\vartheta)|^2\right](1 + \vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2]$$

$$= \left(\frac{d\sigma_o}{d\Omega}\right)_2 [1 + \epsilon \cdot \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2] \qquad \text{(I-7)}$$

$$= \left(\frac{d\sigma_o}{d\Omega}\right)_2 [1 + \epsilon \cdot \cos \Phi_2] ,$$

où l'indice 2 se réfère à la seconde diffusion.

$(d\sigma_o/d\Omega)_2$ est la distribution angulaire de protons non polarisés d'énergie E_2 diffusant à l'angle ϑ_2 (I-4);
$\vec{n}_1$ et $\vec{n}_2$ désignent les normales aux deux plans des diffusions;
Φ_2 est l'angle azimutal du proton diffusé dans le système ayant pour axe oz, sa direction incidente, et xoz le plan de la première diffusion;
ϵ est le produit des mesures algébriques des vecteurs $\vec{P}_1$ et $\vec{P}_2$ le long des axes définis respectivement par $\vec{n}_1$ et $\vec{n}_2$: $\epsilon = P_1 \cdot P_2$.

Si P_2 est connu comme une fonction de l'angle ϑ_2 et de l'énergie E_2, il y a deux méthodes pour mesurer P_1 :

i) En mesurant au moyen de compteurs, $(d\sigma/d\Omega)_2$ dans deux directions symétriques par rapport au plan xoy, par exemple à $\Phi_2 = 0$ et $\Phi_2 = 180°$, on obtient :

$$\epsilon = \bar{P}_1 \cdot \bar{P}_2 = \frac{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \Phi = 0)\right]_2 - \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \Phi = \pi)\right]_2}{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \Phi = 0)\right]_2 + \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \Phi = \pi)\right]_2}$$

d'où $\bar{P}_1$.

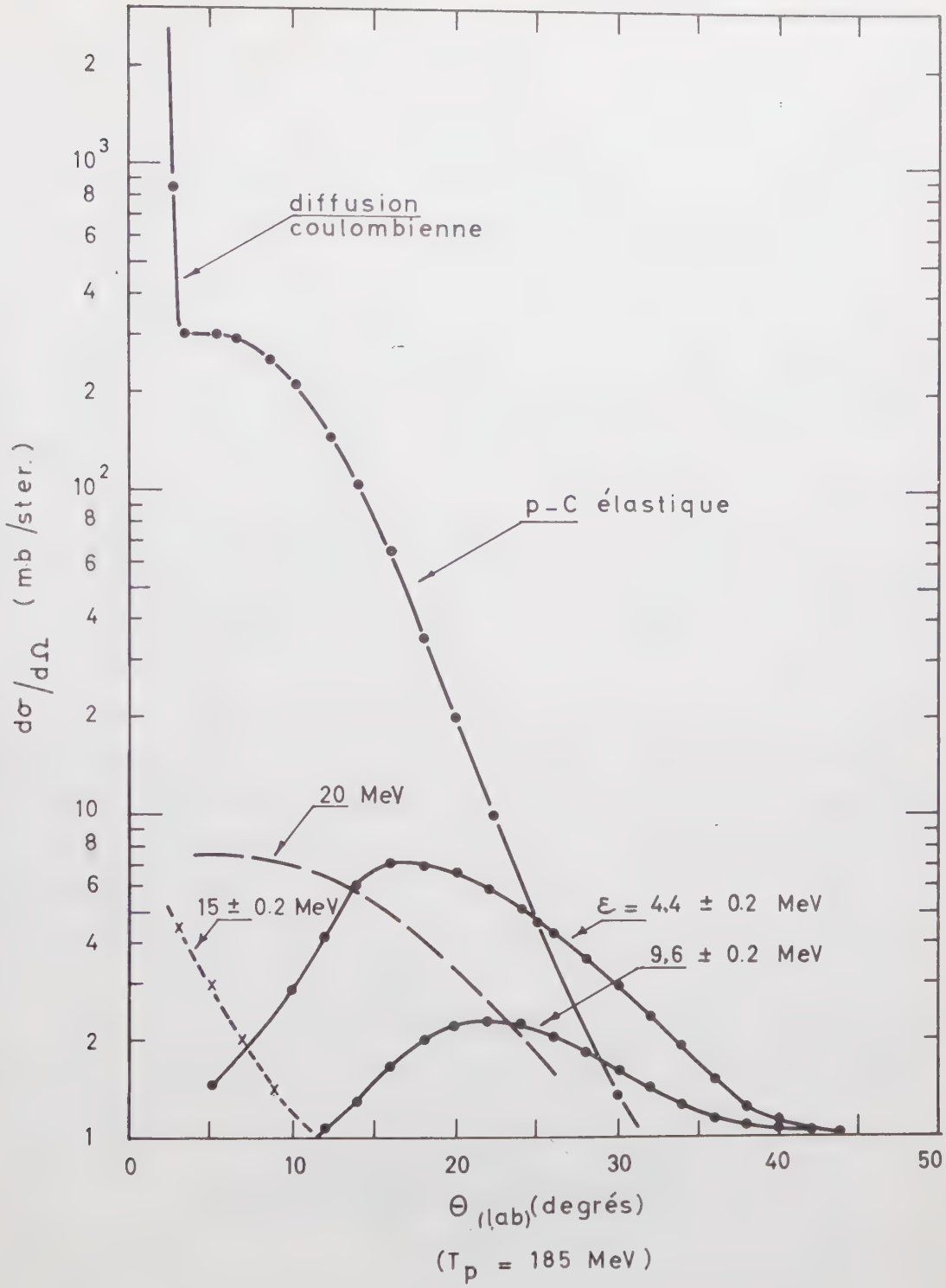


Fig. 1 - Section efficace différentielle des collisions p-C élastiques et inélastiques pour les principaux états excités du carbone, en fonction de l'angle de diffusion dans le le laboratoire, d'après H. Tyren et al.[10]).

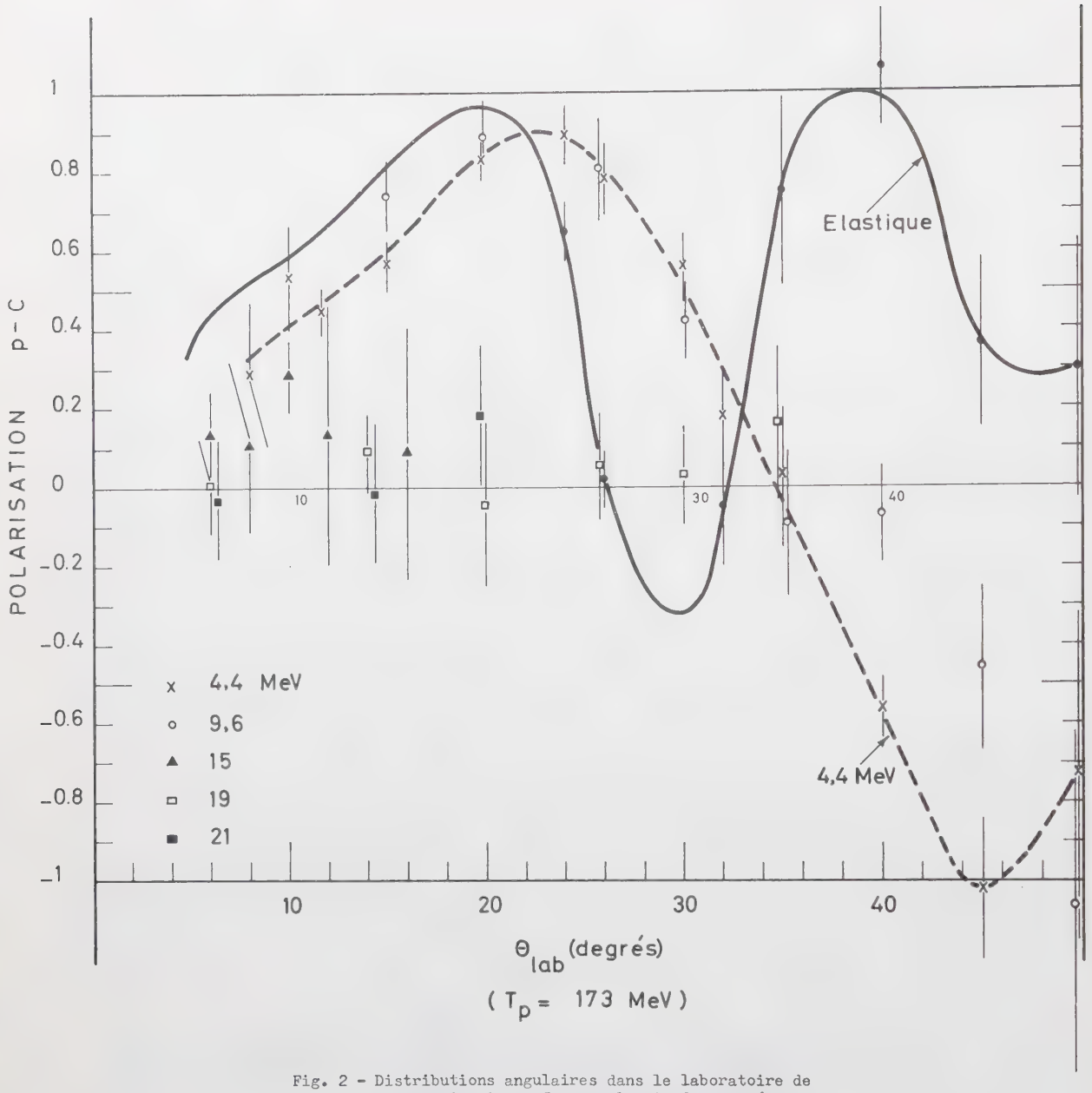


Fig. 2 - Distributions angulaires dans le laboratoire de la polarisation p-C, pour les diffusions élastiques et inélastiques des principaux états excités du carbone, d'après P. Hillman et al.[11].

$\bar{P}_1$ et $\bar{P}_2$ sont des valeurs moyennes dans les angles solides sous-tendus par les compteurs. Cette méthode simple a été utilisée par Foote[15] et Vik[16] pour mesurer à 310 MeV la polarisation du proton de recul dans les diffusions $\pi^{\pm} + p$. Elle n'est cependant possible, du fait des faibles angles solides, que si des faisceaux de haute intensité sont disponibles ($\sim 10^6$ π/sec.).

ii) En utilisant une chambre à étincelles pour mettre en évidence la trajectoire des protons, il est possible de mesurer avec précision la distribution (I-7) en ϑ, Φ, E des collisions proton-noyau, et d'en déduire P_1. La méthode est décrite en détail au chapitre suivant.

iii. La méthode de la double diffusion a été utilisée pour la première fois par Oxley et al.[29], qui mettaient en évidence un fort appel de polarisation dans la diffusion proton-proton et proton sur une variété de noyaux, du deuton à l'argent.

L'effet de polarisation n'est donc pas spécifique à tel ou tel noyau. Suivant Fermi[30], il peut être décrit de façon qualitativement satisfaisante par le modèle optique, où l'on ajoute au potentiel complexe un terme de couplage spin-orbite, proportionnel au gradient de la densité de la matière nucléaire :

$$V = \frac{d}{d\sigma} \rho(\sigma) \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{L} .$$

La polarisation est donc reliée à l'effet de diffraction, et les mesures montrent qu'à des énergies comprises entre 50 et 600 MeV environ, P est maximum pour un angle de diffusion du proton de l'ordre de :

$$1{,}2 \frac{\lambda}{2R} = 1{,}2 \frac{\not{2}\pi\hbar}{\not{2}pR} \cong \frac{0{,}8}{p\left(\frac{MeV}{c}\right) \cdot R} \cdot 10^{-10}$$

où $R \cong 1{,}5$. $A^{1/3}$ désigne le rayon du noyau. Pour :

$A = 12$ (carbone)

$p = 600$ MeV/c ($T = 175$ MeV)

$\vartheta_{max} \cong 0{,}4$ rad $\cong 23°$.

Dans l'approximation de Born, le comportement de la polarisatio aux faibles angles ($\vartheta \lesssim \vartheta_{max}$) est en $p^2 \sin\vartheta \simeq \vartheta T$. Quant à la section efficace différentielle, elle est assez proche d'une fonction de $\vartheta\sqrt{T}$ pour le même domaine angulaire.

On appelle analyseur, l'élément sur lequel la seconde diffusion est faite. On a évidemment intérêt à le choisir tel que P_2 soit grand en valeur absolue, et assez bien mesuré dans un domaine assez étendu de l'énergie cinétique du proton incident et de l'angle ϑ_2 de seconde diffus De plus, il faut que la diffusion coulombienne soit petite devant la diffusion nucléaire, c'est-à-dire que le noyau analyseur soit léger. Le carbone satisfait le mieux à toutes ces conditions. Il est de plus, d'un emploi facile en expérimentation.

Comme exemple, les figures 1 et 2 montrent la variation de la polarisation et de la section efficace différentielle élastique p-C à l'énergie considérée ci-dessus. La mesure du spectre d'énergie des prot diffusés inélastiquement sur le carbone met en évidence l'existence d'éta excités dont les plus importants correspondent aux niveaux ϵ = 4,3, 9,6 e 20 MeV. Sur les figures 1 et 2 les variations de $P(\vartheta, \epsilon)$ et $d\sigma/d\Omega(\vartheta, \epsilon)$ ont été tracées.

La section efficace d'absorption nucléaire dans le carbone est grande : la figure 3 donne la probabilité qu'un proton d'énergie cinétique T > 90 MeV soit absorbé dans l'intervalle d'énergie de T à 90 MeV de son parcours dans le carbone.

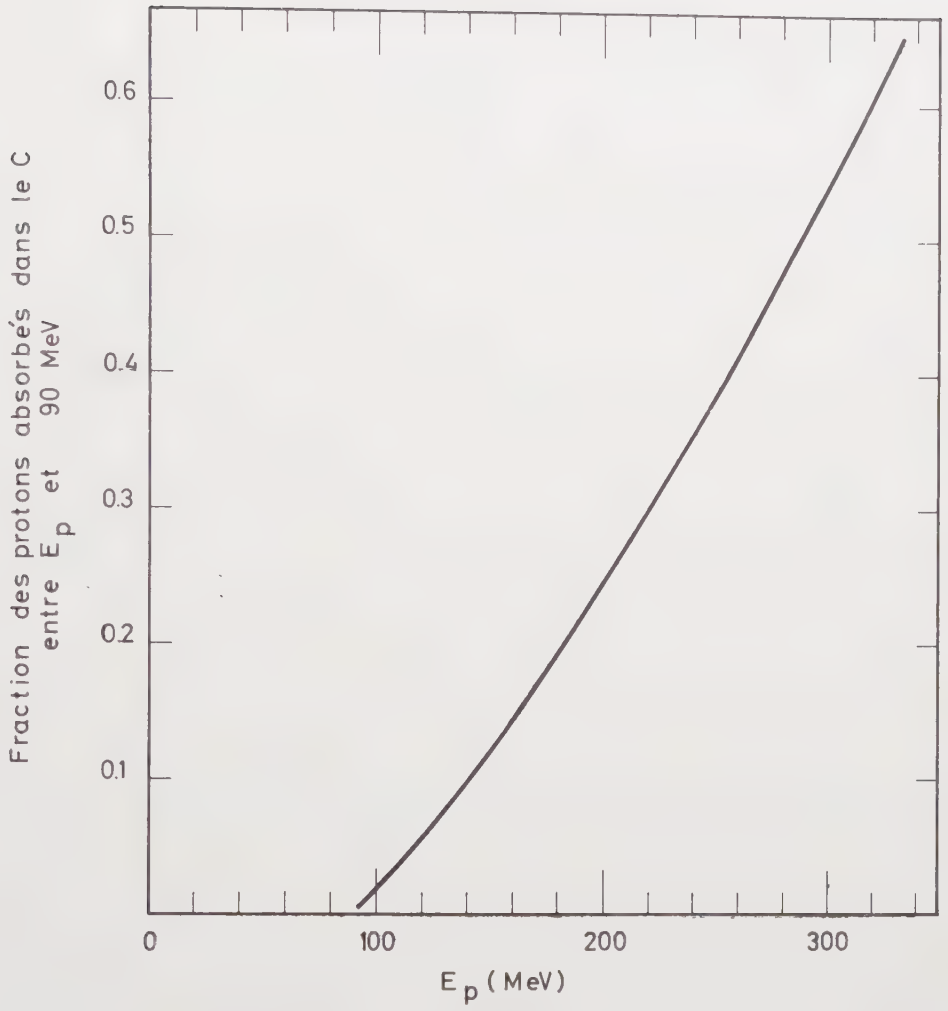


Fig. 3 - Absorption nucléaire des protons dans le carbone. La courbe donne la fraction des protons d'énergie cinétique T_p qui sont absorbés avant d'atteindre une énergie de 90 MeV par ralentissement dans le carbone.

CHAPITRE II

METHODE EXPERIMENTALE

Ce chapitre est consacré à la méthode de la chambre à étincelles à plaques de carbone, utilisée comme analyseur de polarisation (Par. A). L' estimation de la polarisation, effectuée suivant la méthode du maximum de vraisemblance, est discutée au paragraphe B. Les erreurs de mesure résultant de la méthode sont ensuite analysées; leurs conséquences sur la procédure de la mesure, et le choix des solutions expérimentales étudiés (Par. C). Finalement, le dispositif expérimental sera décrit au paragraphe D.

A. METHODE DE LA CHAMBRE A ETINCELLES A PLAQUES DE CARBONE

Testée pour la première fois par Beall et al.[17], cette méthode est utilisable dans des expériences où le flux de particules sont faibles*), en raison :

- du grand angle solide qui peut être obtenu pour la double diffusion (emploi d'une grande chambre associée à une longue cible d'hydrogène liquide);
- de la grande épaisseur de carbone qui est utilisée (point d'arrêt du proton visible dans la chambre).

---

*) L'intensité des faisceaux secondaires du synchrotron Saturne à Saclay était de l'ordre de 30 à 40'000 π par cycle de machine (1 cycle par 3 sec.) aux énergies de mesure de cette expérience.

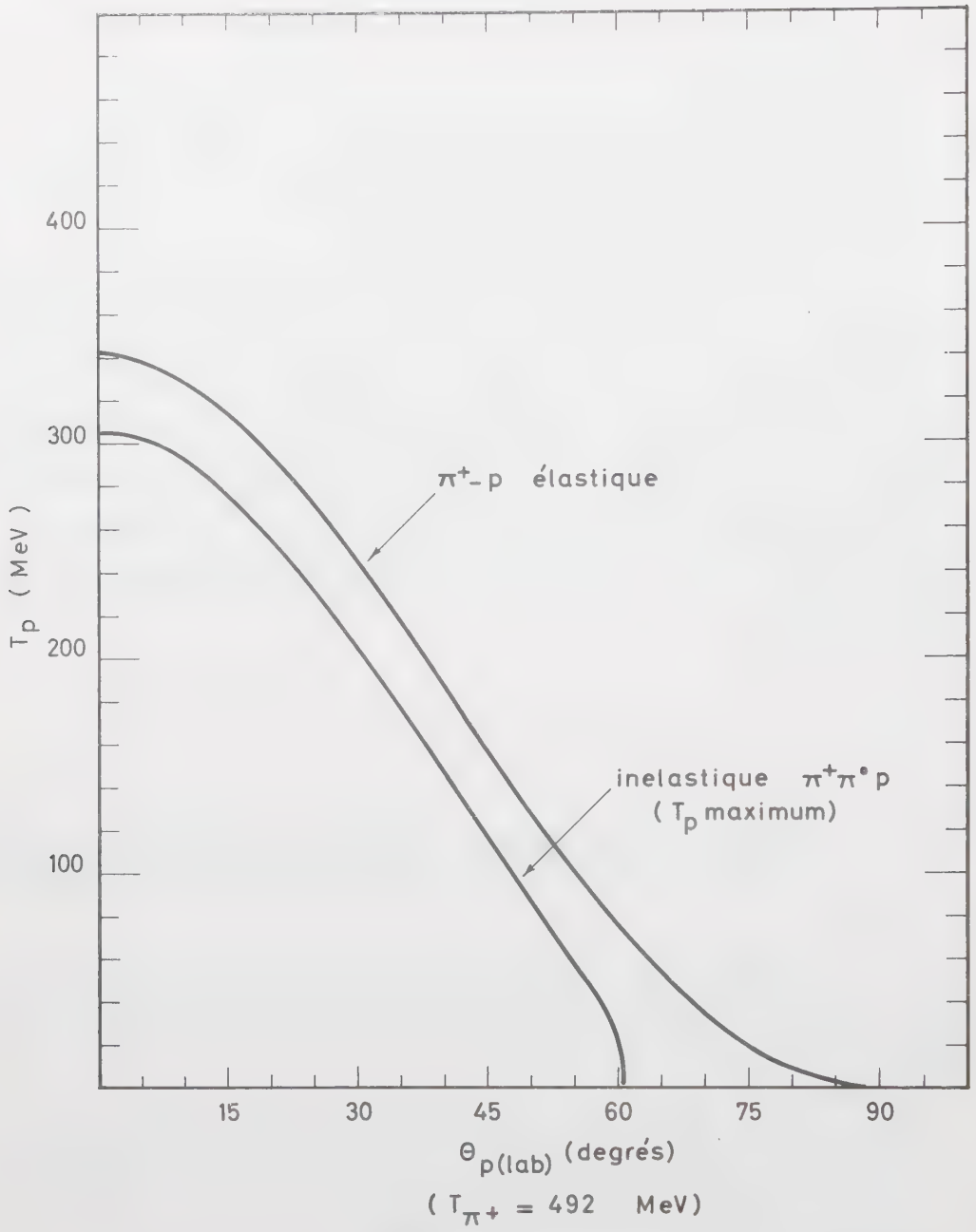


Fig. 4 - Cinématique de la diffusion $\pi^+ p$ à T_π = 492 MeV. Energie cinétique du proton de recul en fonction de son angle de diffusion dans le laboratoire.

La trajectoire des protons est bien restituée par les deux projections orthogonales réalisées par le dispositif optique (cf. D.V.). La résolution angulaire (~ 1°) et spatiale (~ 2 mm) est bonne.

La détermination du parcours dans les plaques permet une mesure de l'énergie réelle (E_R) du proton. L'estimation du parcours résiduel, après diffusion sur le carbone, donne son énergie E_2 au moment de la collision : la connaissance précise de E_2 est nécessaire en raison de la rapide variation de $P_2(\vartheta_2, E_2)$ avec l'énergie (cf. III.B.II.).

La mesure de l'angle du proton, à son entrée dans la chambre, permet de calculer l'énergie moyenne (E_C) correspondant à un choc élastique

Pour des collisions élastiques, la distribution expérimentale des écarts $E_C - E_R$ est sensiblement gaussienne avec une variance σ égale à l'incertitude expérimentale, estimée à partir des diverses sources d'erreur (cf. C.I.) :

$$\sigma = [(\Delta E_C)^2 + (\Delta E_R)^2]^{1/2}.$$

On retient comme élastiques, les événements tels que l'écart $\Delta E = |E_C - E_R|$ soit inférieur à une certaine limite, par exemple 2σ. En raison de la faible valeur de σ obtenue dans cette expérience (~ 10 MeV), on élimine ainsi la plus grande fraction :

- des protons qui ont subi, après collision sur le carbone, une absorption nucléaire;
- des collisions inélastiques à la première et à la seconde diffusion.

En effet, l'énergie maximum du proton issu d'une collision πp inélastique est, pour un angle de diffusion bien défini, 30 à 40 MeV inférieur à E_C (Fig. 4).

D'autre part, la contribution des secondes diffusions quasi-élastiques (abandonnant une énergie d'excitation de 4,4, 9,6... MeV) non résolues, est peu importante et peut faire l'objet d'une correction (cf. III.B.II.).

Il s'ensuit que la connaissance de l'angle de diffusion du pion associé n'est pas nécessaire, et qu'il est possible de superposer plusieurs traces sur la même photographie.

La méthode de la chambre à étincelles a toutefois l'inconvénient d'être laborieuse si une grande statistique est exigée : 3 à 4 minutes sont nécessaires pour identifier et mesurer un événement. Les dispositifs automatiques (vidicon[31]), analyse des clichés par HPD ou systèmes équivalents etc.) n'étaient pas opérationnels au moment de cette expérience. Ils permettraient maintenant un gain de temps considérable.

B. ESTIMATION DE LA POLARISATION

1. L'estimation de la polarisation $\bar{P}_1$ d'un ensemble de protons de recul, appartenant à un intervalle angulaire déterminé (énergie moyenne à l'entrée du carbone de la chambre : $\bar{E}p$), peut s'effectuer simplement en mesurant le nombre de collisions p-C à droite :

$$N_D = \int_{E_{min}}^{\bar{E}p} dE_2 \int_{(\vartheta_2)_{min}}^{(\vartheta_2)_{max}} \sin\vartheta_2 \cdot d\vartheta_2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}\right)_2 \cdot d\Phi_2 \qquad \text{(II-}$$

et à gauche :

$$N_G = \int_{E_{min}}^{\bar{E}p} dE_2 \int_{(\vartheta_2)_{min}}^{(\vartheta_2)_{max}} \sin\vartheta_2 \cdot d\vartheta_2 \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}\right)_2 \cdot d\Phi_2 \qquad \text{(II-}$$

où, selon la relation (I-7) et les notations du premier chapitre :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}\right)_2 = \left(\frac{d^2\sigma_o}{d\Omega \cdot dE}\right)_2 [1 + P_1 \cdot P_2(\vartheta, E) \cos \Phi_2] \; ; \qquad \text{(II-3)}$$

$(d^2\sigma_o/d\Omega \cdot dE)_2$ étant la section efficace différentielle de protons non polarisés, d'énergie E_2 diffusant sur le carbone à l'angle ϑ_2 ;
Φ_2, l'angle azimutal, est l'angle que font les normales aux deux plans de diffusion.

De l'asymétrie G-D observée dans la chambre :

$$\epsilon = \frac{N_D - N_G}{N_D + N_G} = \bar{P}_1 < P_2 \cos \Phi_2 > , \qquad \text{(II-4)}$$

on peut estimer facilement $\bar{P}_1$, en divisant ϵ par un pouvoir analyseur moyen, $< P_2 \cos \Phi_2 >$, déduit des distributions expérimentales en ϑ_2, Φ_2, E_2. Cette procédure simple a plusieurs inconvénients : les paramètres ϑ, Φ, E de la collision p-C varient beaucoup, et sont tous mesurés pour chaque événement. Faire une moyenne de ces paramètres à partir des distributions expérimentales conduit à une perte d'informations.

Par conséquent, pour construire un pouvoir analyseur moyen, une intégration doit être faite sur la distribution expérimentale du <u>pouvoir analyseur effectif</u> $P_2(\vartheta, E) \cdot \cos \Phi_2$ calculé pour chaque événement : si N est le nombre total (G + D) d'événements mesurés et N_i, le nombre d'événements pour lequel le pouvoir analyseur est compris dans l'intervalle $(P_2 \cdot \cos\Phi_2)_i \pm \Delta(P_2 \cos \Phi_2)$, on a :

$$< P_2 \cdot \cos \Phi_2 > = \frac{1}{N} \sum_{i=-n}^{n} N_i \cdot \left| (P_2 \cos \Phi_2)_i \right| \; ; \qquad \text{(II-5)}$$

2n, nombre d'intervalles de l'histogramme.

La valeur ainsi obtenue est une valeur moyenne, pour laquelle les paramètres mesurés ϑ, Φ, E de chaque événement ne sont ni perdus, ni incorrectement moyennés, mais au contraire convenablement pondérés.

En raison des biais instrumentaux et des erreurs expérimentales qui sont étudiées au paragraphe C.II., le nombre d'événements observés à G ou à D dans les limites d'acceptance $(\vartheta_2)_{min}$, $(\vartheta_2)_{max}$, peut être plus grand ou plus petit que le nombre réel, du fait de la rapide variation de $(d\sigma_0/d\Omega)_2$ avec l'angle. De plus, l'efficacité de recherche des collisions p-C n'est jamais de 100%. On définit par $\eta(\lesssim 1)$, l'efficacité totale de détection des collisions p-C, fonction de ϑ, Φ, E et de la localisation des événements dans la chambre.

Le pouvoir analyseur effectif moyen $< P_2 \cos \Phi_2 >$, déduit de la formule (II-5), tient compte de cette efficacité, soumise à la condition essentielle de prendre la même valeur pour deux diffusions symétriques :

i) Par rapport au plan contenant le proton incident et perpendiculaire au plan de première diffusion :

$$\eta(\vartheta, \Phi, E) = \eta(\vartheta, \pi - \Phi, E).$$

ii) Ou par rapport au proton incident dans le plan de seconde diffusion (trace "réfléchie" ou "image") :

$$\eta(\vartheta, \Phi, E) = \eta(\vartheta, \pi + \Phi, E).$$

Cette dernière condition conserve l'asymétrie verticale.

2. Méthode du maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance est la mieux adaptée ici (faibles statistiques), car elle est statistiquement optimale[32]. La méthode donne à chaque événement son poids correct. Soit $p(\vartheta, \Phi, E)$ la probabilité d'une seconde diffusion à ϑ, Φ, E. En écrivant :

$$\sigma_0(\vartheta, E) \cong \left(\frac{d^2\sigma_0}{d\Omega \cdot dE}\right)_2$$

pour simplifier l'écriture, et compte tenu de l'efficacité de détection $\eta(\vartheta, \Phi, E)$, on a :

$$p(\vartheta, \Phi, E) = \frac{1}{N} \cdot \sigma_0(\vartheta, E) \cdot \eta(\vartheta, \Phi, E) \left[1 + P_1 \cdot P_2 \cos \Phi\right]$$

où N est un facteur de normalisation, tel que sur tous les angles solides :

$$\iiint p(\vartheta, \Phi, E) \cdot d(\cos \vartheta) \cdot d\Phi \cdot dE = 1 ;$$

N est indépendant de P_1 pour les conditions de symétrie de η mentionnées plus haut.

La probabilité totale L, d'obtenir l'échantillon des n événements mesurés, est égale au produit des probabilités élémentaires de chaque événement :

$$L = \prod_{i=1}^{n} \frac{1}{N} \cdot \sigma_{0i} \cdot \eta_i (1 + P_1 \cdot P_{2i} \cdot \cos \Phi_i).$$

Le théorème du maximum de vraisemblance énonce que la valeur la plus probable de la polarisation, P_1^*, est celle qui rend optimale la fonction de vraisemblance L, soit celle pour laquelle :

$$\left(\frac{\partial L}{\partial P_1}\right)_{P_1 = P_1^*} = 0$$

ou :

$$\left[\frac{\partial}{\partial P_1} (\log L)\right]_{P_1 = P_1^*} = \left\{\frac{\partial}{\partial P_1}\left[\sum_{i=1}^{n} \log \frac{\sigma_{0i} \cdot \eta_i}{N}\right.\right.$$

$$\left.\left. - \sum_{i=1}^{n} \log(1 + P_1 \cdot P_{2i} \cdot \cos \Phi_i)\right]\right\}_{P_1 = P_1^*} = 0.$$

Cette condition est obtenue lorsque :

$$\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{P_{2i} \cos \Phi_i}{1 + P_1^* \cdot P_{2i} \cdot \cos \Phi_i} \right) = 0.$$

On remarque que l'efficacité η et la section efficace différentielle σ_0 n'apparaissent pas dans cette formule. Par conséquent, la valeur de la polarisation sera prise comme la valeur de P_1 qui rend maximale l'expression :

$$L^* = \prod_{i=1}^{n} [1 + P_1 \cdot P_2(\vartheta_i, E_i) \cdot \cos \Phi_i],$$

en calculant ce produit pour un ensemble de valeurs discrètes de P_1, de -1 à $+1$.

L'erreur statistique est définie comme la différence des deux valeurs de P_1 telles que $L/L_{max} = e^{-1/2}$.

C. CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES

Le dispositif expérimental (Fig. 5) fut élaboré pour satisfaire aux conditions générales suivantes :

i) Déclenchement de la chambre chaque fois qu'un pion incident projette un proton vers la région utile de la chambre : cela est réalisé par un dispositif de compteurs à scintillation et par des compteurs Čerenkov détectant le pion associé.

ii) La collision du pion incident doit avoir un maximum de chances d'être une collision élastique sur un proton de la cible (à $T_{(\pi^+)} = 490$ MeV $(\sigma_T)_{inél.} \simeq 1{,}7$ mb) : pour cela, on impose au dispositif des compteurs d'effectuer un test sélectif grossier de la coplanarité de la collision.

iii) La résolution (σ) dans la mesure de l'énergie du proton doit permettre de séparer les inélastiques de première et de seconde diffusion.

iv) Ne pas présenter de biais gauche-droite dans les mesures d'asymétrie : cette condition concerne la chambre, l'optique, mais aussi la procédure du dépouillement et de la mesure comme on le verra.

I. RESOLUTION EN ENERGIE

$$\sigma = [(\Delta E_C)^2 + (\Delta E_R)^2]^{1/2}$$

dépend de la précision avec laquelle on peut évaluer E_C et E_R (cf. A). Les caractéristiques expérimentales doivent tendre à équilibrer ces deux sources d'erreurs.

1. Erreur sur E_C (énergie calculée)

ΔE_C dépend :

i) De la résolution en impulsion $\Delta p/p$ du faisceau ($\pm$ 2% à la base de la distribution).

ii) De la précision de mesure de l'angle du proton de recul, dont les contributions essentielles sont dues :

- à la divergence angulaire du faisceau ($\sim 0°5$);
- à la diffusion multiple dans l'hydrogène liquide de la cible et dans les matériaux (fenêtres-cibles et chambre, compteur...) interposés sur le parcours du proton avant la mesure de son angle d'entrée dans la chambre : dans ce but, l'épaisseur de matière traversée devait être la plus faible possible et pour mesurer l'angle de recul du proton, six plaques minces d'aluminium précédaient les plaques de carbone;

SIS/R/11402

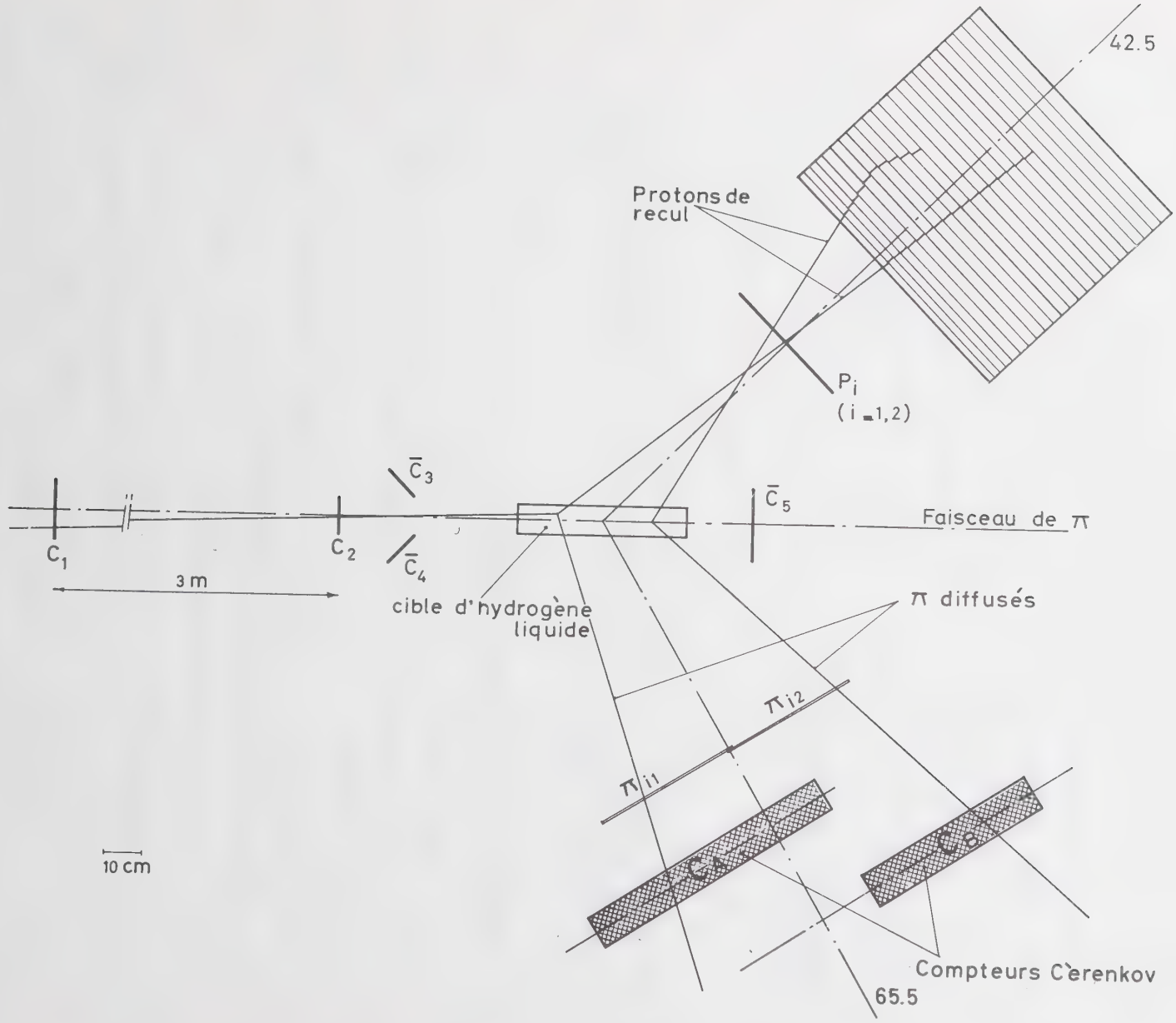


Fig. 5 - Dessin (vue en plan) montrant le dispositif expérimental utilisé dans une des positions angulaires de la chambre à T_π = 492 MeV.

- à l'estimation de la direction du proton, définie à la mesure par l'alignement de six étincelles (longueur de mesure 3 cm) : précision angulaire mesurée : $\sim 0°5$;
- aux distorsions optiques : leur importance peut être réduite, si le système de référence des mesures (cf. D.V.) est constitué par un réseau de traits parallèles (marques fiduciaires), photographié en même temps que la trace (Fig. 6) : la mesure de la marque fiduciaire la plus proche de la trace minimise l'erreur.

2. Erreur sur E_R (énergie réelle)

ΔE_R est dû essentiellement à l'incertitude sur le parcours du proton soit :

i) La demi-épaisseur e de la plaque d'arrêt (e = 5 et 10 mm).

ii) L'indétermination dans le plan horizontal de la cible d'hydrogène, du sommet de l'interaction πp (demi-largeur image : ± 4 cm).

II. ASYMETRIE PARASITE EXPERIMENTALE DES DIFFUSIONS p-C

Le fait que le plan perpendiculaire au plan de la première diffusion, qui passe par la trace du proton de recul, ne soit pas un plan de symétrie pour l'appareil, détermine nécessairement plusieurs causes d'asymétrie G-D parasite.

Elles sont rapidement examinées dans ce paragraphe suivant leur origine. On en déduira leurs conséquences sur le dispositif expérimental et la procédure de la mesure, de façon à tirer parti au mieux de l'appareil. Leur contribution effective à l'erreur finale fait l'objet d'une discussion détaillée au chapitre IV consacré à l'analyse des résultats expérimentaux.

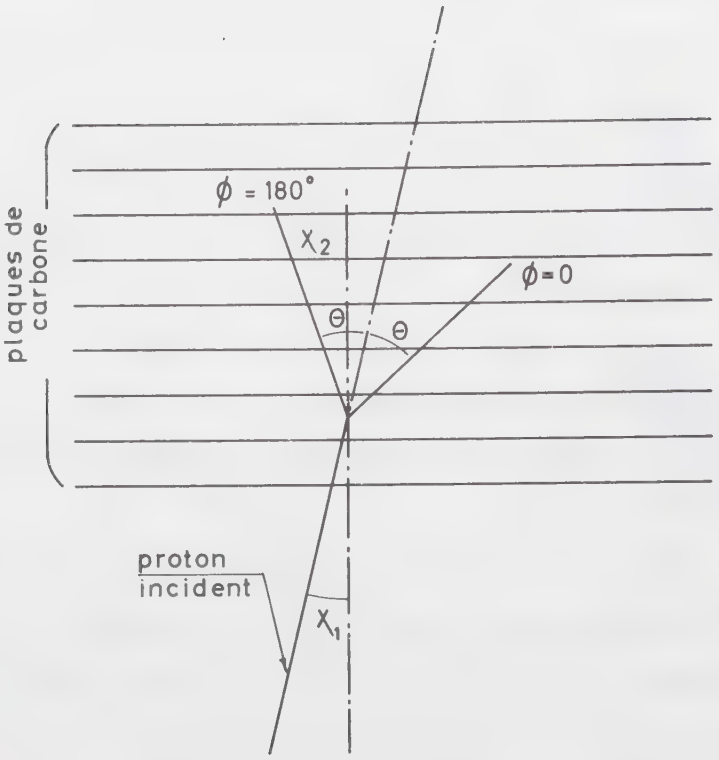


Fig. 7 - Pour un proton entrant dans la chambre à étincelles avec un angle χ_1, par rapport à la normale aux plaques, le nombre d'étincelles après une collision p-C ne sera pas nécessairement le même pour une diffusion à droite et une diffusion à gauche.

1. Asymétrie parasite due à la chambre

i) Pour des protons entrant dans la chambre avec une incidence appréciable ($\chi_1 \gtrsim 10°$ par exemple), l'angle qu'ils font avec la normale aux plaques après une seconde diffusion d'angle polaire ϑ bien défini (angle d'émergence χ_2) dépend fortement de Φ. Par exemple (Fig. 7), dans les deux cas extrêmes où $\Phi = 0$ (dif. droite) ou 180° (dif. gauche), les angles d'émergence sont respectivement dans le cas de la figure, $\chi_2 = |\vartheta - \chi_1|$ à gauche et $\chi_2 = |\vartheta + \chi_1|$ à droite. La perte d'énergie dans une plaque est donc différente à gauche et à droite par un facteur $(1/\cos \chi_2)$.

L'une des conséquences de ce fait est que le nombre d'étincelles ne sera pas en général le même pour une diffusion à droite ou à gauche. Les critères du dépouillement (cf. III.A.) imposent au moins trois étincelles après la collision pour que l'événement soit mesuré. Dans le cas particulier d'une collision vers la fin du parcours, il y aurait par conséquent le danger d'une asymétrie parasite G-D, si l'on acceptait par exemple, une diffusion à droite dont le parcours résiduel est bien de trois étincelles, mais dont la diffusion-image à gauche aurait été rejetée comme ayant moins de trois étincelles.

Pour les collisions p-C à plus haute énergie, cet effet de coupure n'existe pas. Il subsiste cependant une incertitude sur la détermination du parcours, plus faible lorsque la trajectoire du proton après collision est plus proche de la normale aux plaques. D'où une probabilité plus grande pour ceux-là d'être retenus comme événements élastiques. L'effet est négligeable.

ii) Une diffusion à droite, par exemple, peut être acceptée alors que la diffusion-image à gauche donnerait le point d'arrêt du proton au dehors du volume sensible de la chambre.

2. Asymétrie parasite due à l'optique (cf. D.IV.)

3. Asymétrie parasite due à l'analyse de clichés

i) Au dépouillement : l'efficacité du dépouillement (recherche des doubles diffusions) n'atteint jamais 100% [Eandi[18]), nos résultats (cf. IV.A.1.)]. Cela peut entraîner une erreur systématique si l'efficacité est différente pour les diffusions D et G.

ii) A la mesure proprement dite : optique de reprojection, mesure (cf. C.IV.).

III. POSSIBILITES EXPERIMENTALES DE MISE EN EVIDENCE ET DE CORRECTION DES BIAIS

Les biais dus à la chambre sont bien définis (II.1.). On peut les réduire en imposant :

i) Une limitation de l'angle d'incidence des protons par rapport à la normale aux plaques ($\lesssim 10°$).

ii) A chaque événement, une égale chance de détection pour l'événement "réfléchi". Ceci entraîne pour l'efficacité de détection, la condition (cf. II.B.) :

$$\eta(\vartheta, \Phi, E) = \eta(\vartheta, \Phi + \pi, E),$$

appliquée dans l'analyse des données [sous-programme "REFLEC" (cf. III.B.)].

Pour mettre en évidence les biais de l'analyse (II.3.) indépendants du dispositif expérimental, il suffit d'effectuer un second dépouillement (peu d'ambiguités dans l'identification des événements), et une deuxième mesure d'une fraction des films (cf. III.A.).

Pour déceler les effets parasites de l'optique (aberrations, profondeur de champ), il est nécessaire de faire des mesures dans des conditions différentes :

1. Mesures G et D

En positionnant la chambre à gauche, puis à droite, au même angle par rapport à l'axe du faisceau, on doit retrouver au signe près les mêmes résultats.

Si les aberrations de l'optique sont symétriques par rapport au plan médian vertical de la chambre (distorsions en tonneau ou en coussinet), il sera impossible de détecter leur effet sur des mesures d'asymétrie : le signe relatif polarisation-biais est le même pour les deux positions G et D de la chambre. Par contre, un biais qui serait spécifique au sens G ou D des collisions p-C dans l'exploitation des films, serait mis clairement en évidence, et corrigé dans la moyenne des résultats : positions G et D de la chambre.

2. Mesures en fonction de la localisation des événements dans la chambre

Des remarques précédentes, il résulte que pour mettre en évidence les effets de l'optique, il est nécessaire de comparer des résultats de mesure, obtenus dans des régions de la chambre où les aberrations optiques ne sont pas les mêmes. Cette condition est réalisée en positionnant la chambre et son optique, à des angles différents par rapport au faisceau.

IV. DOMAINE ANGULAIRE ANALYSABLE DE LA DIFFUSION π-p

La limitation aux mesures de polarisation vers l'avant, correspond à une énergie du proton de recul de l'ordre de 80 MeV, compte tenu de la perte d'énergie dans la cible (emploi d'une cible à vide). Cette limite est imposée par la rapide décroissance du pouvoir analyseur du carbone ($P_2 \simeq 0{,}1$ à $0{,}2$ à 70 MeV dans le domaine angulaire mesuré de la collision p-C).

Vers l'arrière, la limite angulaire imposée au proton de recul évite que la chambre, traversée par le faisceau de pions incidents, perde de l'efficacité par un trop grand nombre de traces parasites.

R. Eandi et al.[18] ont utilisé simultanément deux chambres à étincelles pour couvrir tout le domaine analysable. Cette méthode, qui est certainement plus rapide en temps de prise des photographies, augmente beaucoup la complexité de l'appareillage, et rend difficile l'analyse des asymétries parasites expérimentales.

D. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le tableau I résume les caractéristiques principales du dispositif expérimental, en fonction de l'énergie des π incidents et des différentes positions angulaires de la chambre à étincelles.

La figure 5 montre un schéma du dispositif pour la position 42°5 à T_π = 492 MeV.

I. FAISCEAU DE PIONS

1. Source

Les mésons π^+ étaient produits en bombardant une cible d'oxyde de béryllium avec le faisceau interne de protons du synchrotron. Le matériau de la cible fut choisi comme un compromis, pour rendre maximum à la fois l'intensité de π du faisceau (proportionnelle à la densité) et le rapport de production*) π^+/p.

La cible avait la forme d'un parallélipipède oblique de 10 cm de longueur, épaisseur : 1,5 cm, hauteur : 1 cm. Regardée suivant un angle de 18°30 par l'optique de focalisation, sa surface apparente était celle d'un rectangle : longueur : 3 cm, hauteur : 1 cm.

2. Réalisation du faisceau

Le dispositif optique, montré schématiquement sur la Fig. 8, se composait d'un triplet quadrupolaire de 30 cm de diamètre (convergent, divergent, convergent dans le plan horizontal et inversement dans le plan vertical) qui focalisait le faisceau dans le plan vertical du compteur C_2, et d'un aimant d'analyse (aimant en H, entrefer : 20 cm, longueur magnétique : 145 cm) pour en déterminer l'impulsion centrale.

---

*) Avec les caractéristiques de l'expérience :
- Impulsion des protons accélérés frappant la cible : 2 GeV
- Faisceau secondaire à 18°30, d'impulsion 625 MeV/c, le rapport π^+/p mesuré est de 0,7 pour l'oxyde de béryllium contre 0,4 pour le cuivre, l'intensité de pions restant du même ordre.

T A B L E A U I

CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES

T_π (MeV)	ϑ_{CE} deg.	Limites cos ϑ^*_π	Limites E_p (MeV)	Test coplanarite	Photographies	Cible H_2	Constitution chambre à étincelles (épaisseurs en mm)
492	42,5	- 0,35 + 0,35	232 112	oui	1 photog./imp. machine	Styrofoom et mylar 14×10 (h) cm^2 ℓ = 45 cm	- Fenêtre d'entrée : 0,6 Ac - 6 plaques minces Al (0,08) - 26 plaques de C (10)
	30	- 0,75 + 0,05	300 163	oui			- Fenêtre d'entrée : 0,6 Ac - 6 plaques minces Al (0,08) - 29 plaques de C (10)
	50*	- 0,35 + 0,55	232 77	non	2 photog./impulsion de la machine	Cible à vide Φ = 8 cm ℓ = 35 cm	- Fenêtre d'entrée : mylar (0,5) - 6 plaques minces Al : (0,08) - 3 plaques de C (5) - 26 plaques de C (10)
414	33	- 0,85 + 0,25	257 104	non			
	43	- 0,65 + 0,45	229 77	non			

ϑ_{CE} : angle de positionnement, à gauche et à droite, par rapport à l'axe du faisceau;

* : position droite seulement.

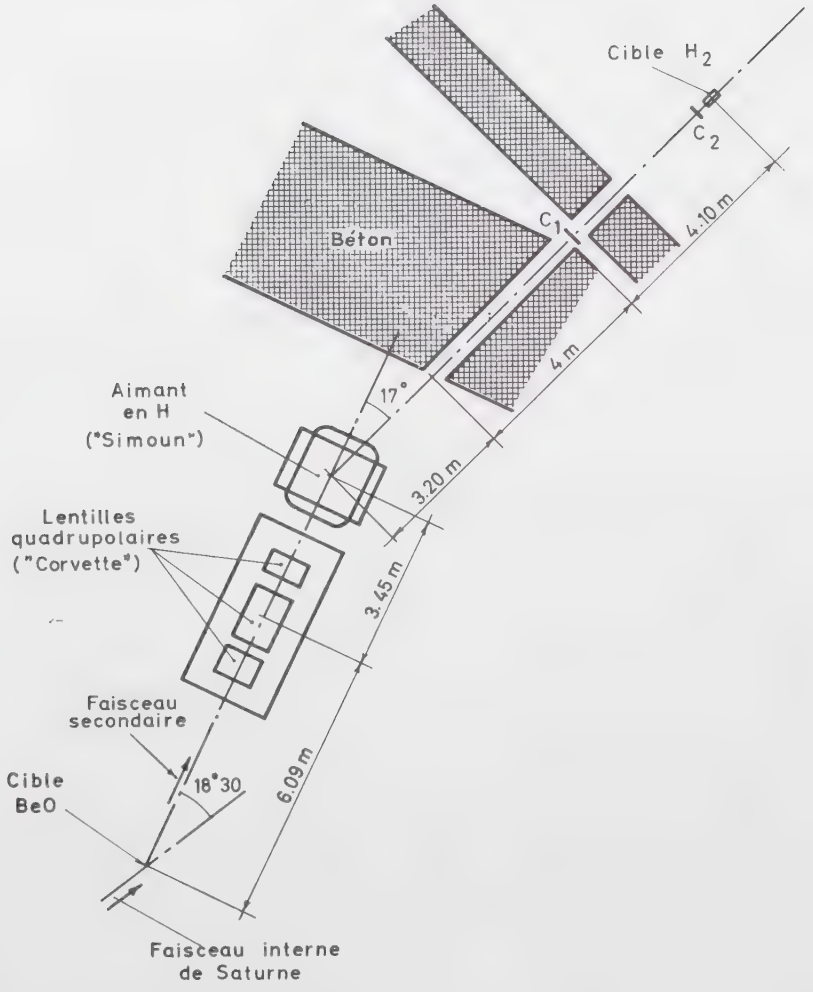


Fig. 8 - Implantation générale du faisceau.

Les paramètres des lentilles furent calculés au moyen du programme OPTIK[33]) de Berkeley, pour obtenir l'intensité de pions maximum (image à 10 m de l'aimant, grandissement horizontal : 2,5 et vertical : 1, divergence angulaire : 0°5, résolution : $\Delta p/p \simeq 2\%$).

Afin de réduire au maximum la diffusion multiple, un tube à vide et des sacs d'hélium étaient placés sur toute la longueur du faisceau.

3. Caractéristiques du faisceau

Les résultats du programme ont été contrôlés par la méthode du fil flottant, puis confirmés par des mesures de compteurs et de chambre à étincelles. Cette dernière permettait en positionnant périodiquement la chambre suivant l'axe théorique du faisceau :

- de contrôler sa divergence angulaire;
- de mesurer sa résolution en impulsion, en relevant l'histogramme du parcours des protons de même impulsion que les π^+;
- de déterminer la position angulaire des marques fiduciaires par rapport à l'axe réel du faisceau.

L'impulsion centrale du faisceau était connue à ± 0,7%.

Dimensions images (pleine largeur à mi-hauteur) : horizontale : 7 cm, verticale : 3,7 cm. Intensité du faisceau : 15 à 20'000 π^+ par impulsion de machine, pour 10^{11} protons frappant la cible; durée de bombardement : 100 à 200 ms; fréquence de répétition : 3 sec.

	Impulsion au centre de la cible à hydrogène pleine :	MeV
	492	414
Bande d'impulsion admise par le dernier compteur ($\Delta p/p\%$)	± 2,5	± 3
Contaminations :		
- en protons : $\pi^+/p\%$	0,7	
- μ, e : $\frac{\mu + e}{\pi^+}\%$	~ 11	~ 15

II. COMPTEURS

1. La sélection des pions incidents était définie par les compteurs C_1 et C_2 (Fig. 5). Le compteur C_3 éliminait le comptage d'un π détectable en dehors de la surface du compteur C_2, par effet Cerenkov dans l'épaisseur de verre proche de la photocathode du photomultiplicateur associé à C_2. Les deux compteurs C_3 et C_4 éliminaient encore le comptage d'un π, diffusant dans le compteur C_2 et simulant une collision dans la cible.

Le compteur C_5 placé derrière la cible, en détectant les π transmis, permettait de réduire le taux d'événements fortuits.

La description de ces compteurs est donnée dans le tableau II.

T A B L E A U II

DETAILS DES COMPTEURS DU TELESCOPE INCIDENT

Compteurs	Dimensions mm	Tubes phot. utilisés	Guides de lumière
C_1	150 × 80 × 1	58 AVP	air
C_2	70 × 40 × 1	56 AVP	
C_3	100 × 100 × 10	56 AVP	plexiglas
C_4			

On remarquera que les compteurs C_1 et C_2 ont une faible épaisseur en vue de réduire la diffusion multiple.

Les compteurs protons p_i et les compteurs pions π_{ij} étaient taillés de façon à définir une hauteur utile de la chambre, telle que les protons diffusés sur le carbone, vers le haut ou vers le bas, devaient s'y arrêter. L'angle d'acceptance azimutal était sensiblement constant et égal à 28° (l'axe polaire du système est l'axe du faisceau).

A T_π = 492 MeV, les compteurs pions et protons étaient divisés dans le sens de la hauteur en deux séries de compteurs indépendants (i = 1,2). Chacun de ceux-ci sous-tendait un angle azimutal de 14°. L'association dans les circuits de coïncidence des compteurs pions "haut" avec le compteur proton "bas", des compteurs pions "bas" avec le compteur proton "haut", prévenait la sélection d'une certaine fraction des réactions inélastiques qui ne répondent pas au critère de coplanarité d'un choc élastique.

Pour que la particule entrant dans la chambre soit toujours un proton, le pion diffusé était détecté par les compteurs Cerenkov à eau C_A et C_B.

Les dimensions des compteurs sont données dans le tableau III. On notera que les compteurs des protons avaient l'épaisseur minimum compatible avec une bonne efficacité de détection. Tous les compteurs à scintillation plastique étaient faits d'une solution de terphényl dans du polystyrène.

2. Le radiateur des compteurs Cerenkov était constitué d'une cuve de plexiglas remplie d'eau bi-distillée, dans laquelle était dissout un convertisseur de fréquence (10 mg/ℓ du sel de sodium de l'acide amino-2 disulfonique 6-8 naphtalène). Des guides de lumière en plexiglas collectaient la lumière : l'emploi du plexiglas n'est pas gênant, car le seuil de détection des protons y est bien supérieur à l'énergie des protons de recul. Radiateur et guides de lumière étaient recouverts d'un papier d'aluminium réfléchissant.

Pour tenir compte du temps de collection de la lumière, les impulsions des quatre photomultiplicateurs couplés au radiateur étaient intégrées, après addition, sur un temps de 30 ns.

L'efficacité de détection des deux compteurs Cerenkov a été mesurée : elle était meilleure que 99% si les pions étaient assujettis à traverser le compteur, et mieux que 97% dans les conditions de l'expérience

(la particule incidente n'est détectée qu'à son entrée dans le compteur). Ces résultats étaient obtenus quelle que soit la position de la trajectoire dans le radiateur, et même si l'un quelconque des tubes photomultiplicateurs était hors de service. L'efficacité de détection pour des protons d'énergie comprise entre 200 et 400 MeV a été mesurée et trouvée inférieure à 4×10^{-4} ; elle est explicable sans doute par un petit effet de scintillation[34].

III. ELECTRONIQUE

La figure 9 montre le schéma de principe de la sélection électronique d'un événement :

i) Le circuit de coïncidence CC.1 détectait les pions incidents et délimitait le volume d'hydrogène dans lequel l'interaction avait lieu. Ce circuit rejetait aussi par temps de vol, sur une base de 3 m, les protons du faisceau.

ii) Le circuit CC.2 imposait la coïncidence entre un π^+ incident, un proton et un pion détectés respectivement par le compteur p_1 et l'un des compteurs conjugués π_{1j}. L'anticoïncidence du compteur C_5 attestait l'interaction du π^+ incident.

iii) Même fonction du circuit CC.3 utilisé seulement à $T_\pi = 492$ MeV, pour le deuxième canal de compteurs ($p_2 - \pi_{2j}$).

iv) Le circuit CC.4 associait les compteurs précédents avec les compteurs Cerenkov. C'est l'impulsion de sortie de ce dernier circuit qui était envoyée au système d'excitation de la chambre montré sur la Fig. 10.

IV. CHAMBRE A ETINCELLES[35]

La chambre à étincelles était formée d'un assemblage de plaques de carbone, dont la répartition et l'épaisseur totale, variable suivant les phases expérimentales, sont données dans le tableau I.

T A B L E A U III

DETAILS DES COMPTEURS POUR LA DETECTION

T_π	ϑ_{CE}	Repère compteur	Nbre	Forme	Dimensions*) en mm	Tube photomult. utilisé
Scintillateurs						
492 MeV	42°5	p_i	2	trapézoïdale	360 × (150 - 85) × 3	58 AVP
		π_{i1}	2	trapézoïdale	415 × (230 - 190) × 10	58 AVP
		π_{i2}	2	trapézoïdale	385 × (195 - 155) × 10	58 AVP
	30°	p_i	2	trapézoïdale	280 × (115 - 80) × 10	56 AVP
		π_i	2	rectangulaire	650 × 175 × 15	58 AVP
	(i - indice du canal : 1 ou 2)					
414 MeV	43°	p	1	trapézoïdale	320 × (300 - 175) × 4	56 AVP
	(50° 492 MeV)	π_1	1	trapézoïdale	365 × (340 - 265) × 10	58 AVP
		π_2	1	trapézoïdale	365 × (270 - 205) × 10	56 AVP
	(1 seul canal)					
	33°	p	1	trapézoïdale	305 × (290 - 155) × 4	56 AVP
		π_1	1	rectangulaire	590 × 290 × 10	58 AVP
		π_2	1	trapézoïdale	150 × (175 - 110) × 8	56 AVP
414 et 492 MeV		C_5	1	rectangulaire	150 × 150 × 6	56 AVP
	Compteurs Cerenkov à eau					
		C_A	1	rectangulaire	700 × 500 × 110	458 AVP
		C_B	1	rectangulaire	500 × 500 × 110	458 AVP

*) Le premier chiffre correspond à la longueur du compteur, c'est-à-dire sa dimension dans le plan horizontal de l'expérience.

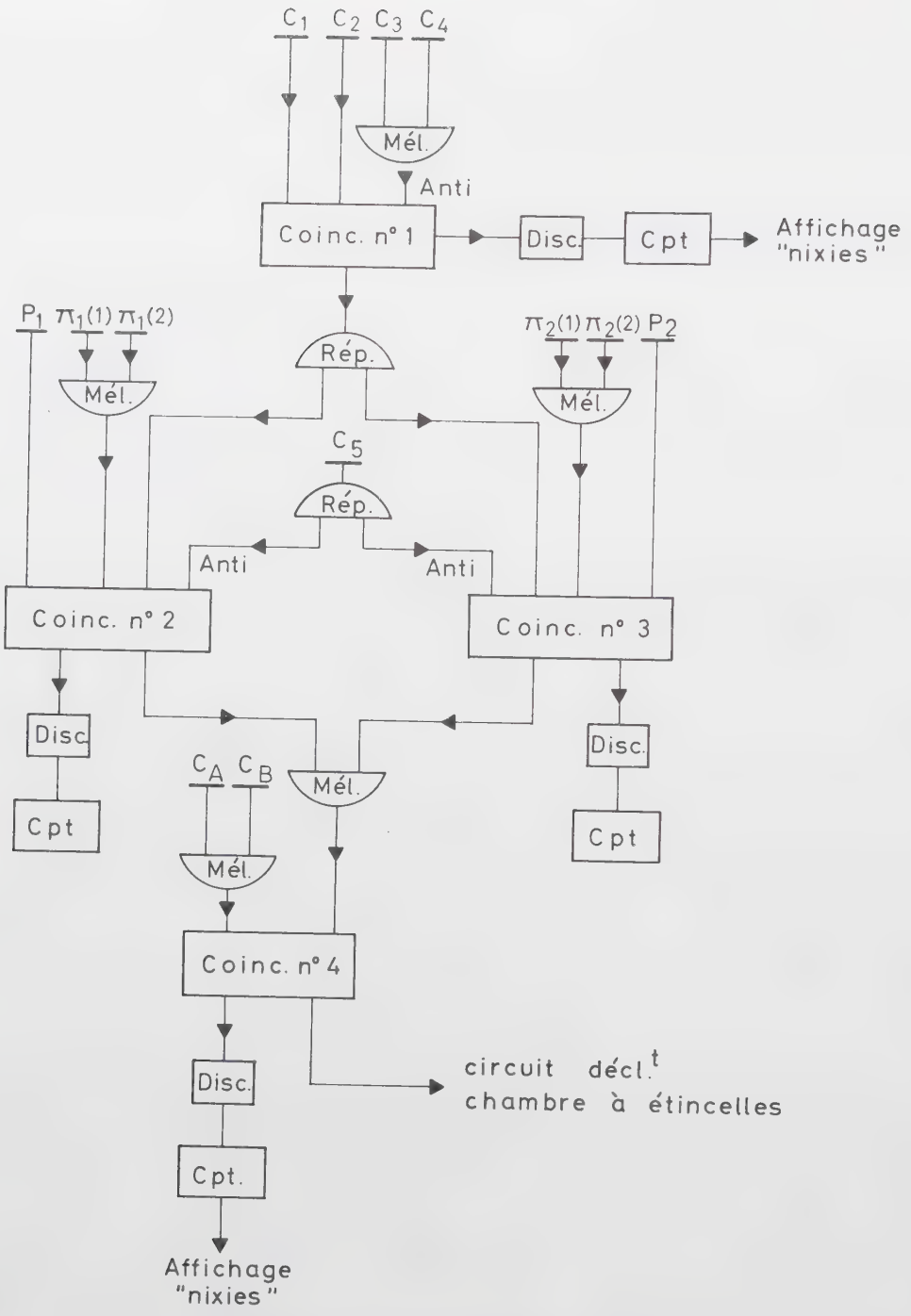


Fig. 9 - Diagramme de l'appareillage électronique de sélection des protons de recul :

- Coïnc. = circuit de coïncidence rapide (anti : entrée d'anticoïncidence)
- Rep. = répartiteur d'impulsions
- Mél. = circuit mélangeur
- Dis. = circuit discriminateur et de mise en forme des impulsions
- Cpt. = échelle de comptage;

(fréquence maximum de fonctionnement des circuits : 10 Mcs).

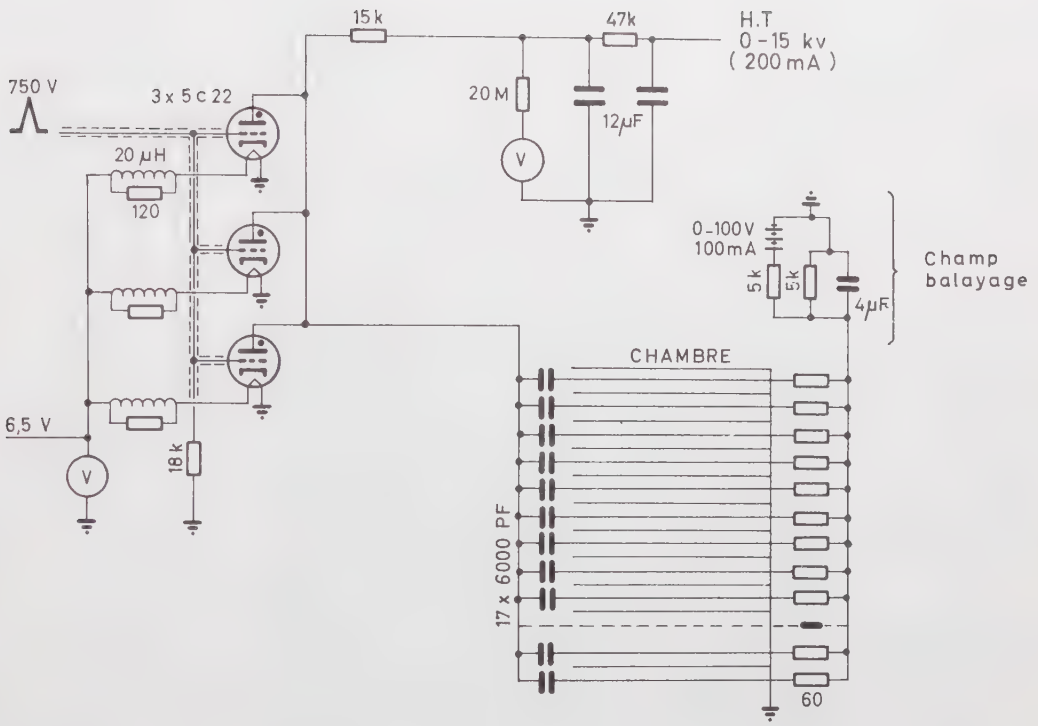


Fig. 10 - Système d'excitation de la chambre à étincelles.

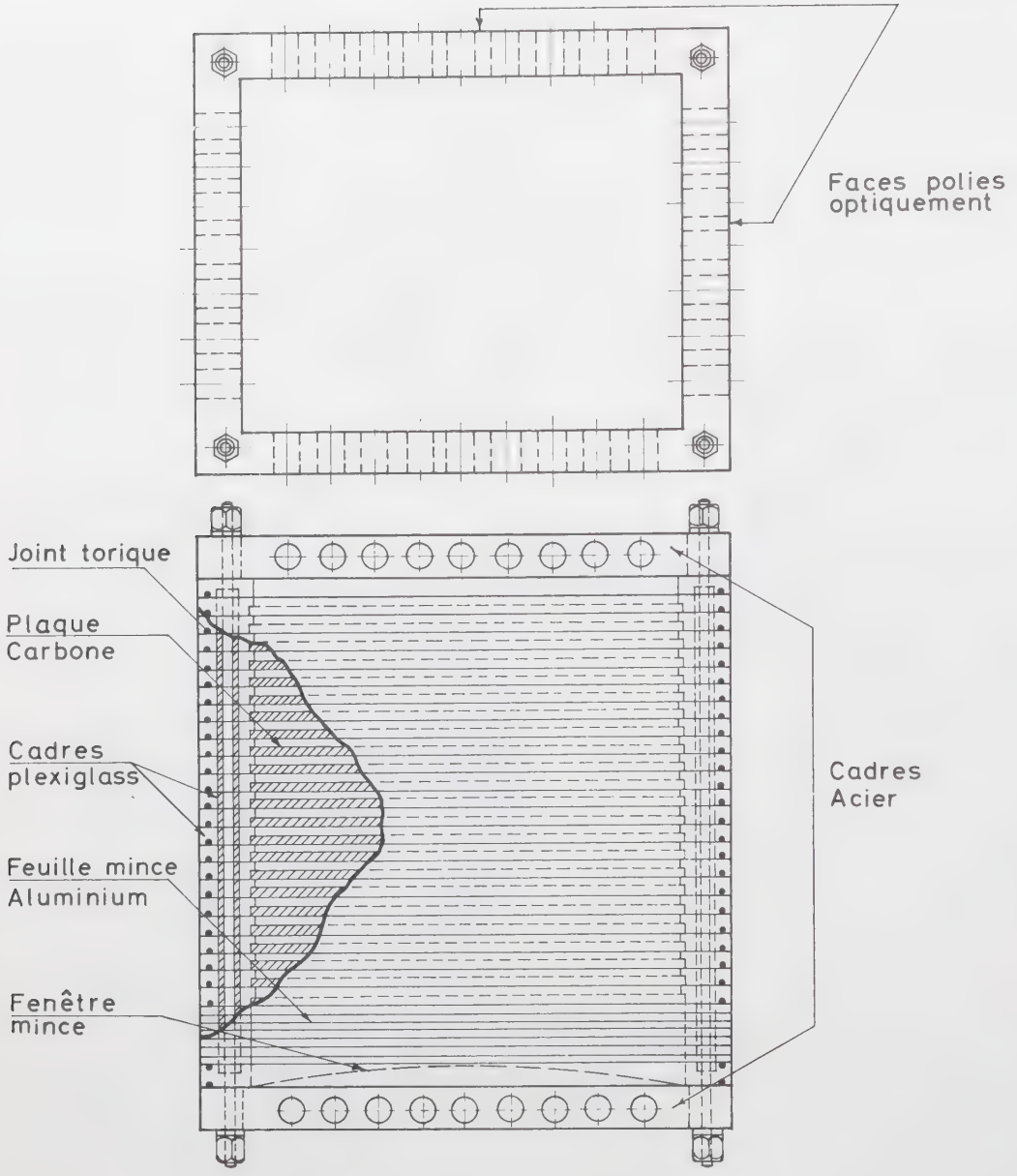


Fig. 11 - Assemblage de la chambre à étincelles.

La surface utile était de 60 × 80 cm^2 et la distance entre deux plaques consécutives de 1 cm. Les feuilles minces d'aluminium (ép. 0,08 mm), destinées à définir la direction incidente du proton, étaient collées sur des cadres de plexiglas épais de 1 cm. Pour limiter les étincelles parasites, principalement dues à la poussière de graphite, les plaques de carbone étaient revêtues d'une peinture à l'argent recuite au four. La figure 11 montre l'assemblage des plaques.

La chambre était remplie à la pression atmosphérique avec de l'hénogal (65% Ne, 35% He). Pour prévenir la perte de mémoire, due à des impuretés électropositives produites dans les décharges, ou à l'oxygène, le gaz de la chambre circulait par convection dans un four à calcium chauffé à 400°C.

Dans ces conditions, l'efficacité moyenne des intervalles (probabilité d'avoir une étincelle) était meilleure que 95%. Le temps mort, ou temps au bout duquel les effets résiduels du précédent déclenchement ont disparu, fut trouvé égal à 12 ms dans les conditions de l'expérience.

Le circuit d'excitation de la chambre et tous les circuits logiques nécessaires pour contrôler l'enregistrement photographique des données (marques fiduciaires, comptages, etc.) sont décrits dans la référence 36). La génération de l'impulsion de H.T. (12 kV) était assurée par trois thyratrons 5 C 22 montés en parallèle (Fig. 10). Un autre montage, avec un thyratron pour une fraction distincte des intervalles, fut également utilisé. Un "trigger" à EFP 60 fournissait une impulsion positive de 750 V pour amorcer les thyratrons. L'énergie emmagasinée par le condensateur tampon C permettait jusqu'à dix déclenchements par cycle de machine.

Un champ de balayage de 50 V était utilisé avec une polarité opposée à la polarité de l'impulsion appliquée.

La figure 12 est une photographie de la chambre et de son dispositif optique, tous deux solidaires d'un bâti pouvant tourner sur un pivot, autour de l'axe médian vertical de la cible à hydrogène.

V. PHOTOGRAPHIE

Deux vues stéréoscopiques à 90° sont nécessaires à la mesure des angles. Un réseau orthogonal de traits (marques fiduciaires) était photographié en même temps que chaque vue (Fig. 6). Chaque réseau de marques fiduciaires était tracé sur une plaque de plexiglas, placée contre la chambre, et éclairée par la tranche. Une réglette graduée, visible sur la photographie, gravée sur la même plaque, permettait la lecture directe des coordonnées d'entrée de la trace.

La figure 13 montre l'arrangement optique des deux lentilles sphériques (R = 150 cm), L_1 et L_2 (distance focale : 3 m ± 3 cm) et des cinq miroirs aluminés en surface, destinés à focaliser les deux vues orthogonales, sur une (à T_π = 492 MeV) ou deux caméras (à T_π = 414 MeV).

Chaque caméra, dont l'objectif était ouvert à f : 14, pouvait recevoir 300 m de film << KODAK PLUS X (Aviation) >> ou indifféremment << KODAK TRI X >>.

A la fin de chaque impulsion de la machine, le circuit de contrôle de la caméra assurait l'excitation de tubes à chiffres lumineux (nixies), pour l'enregistrement photographique du numérotage (film et cliché), du nombre de π incidents et de diffusions par cycle.

Aberrations optiques :

i) La courbure de champ des lentilles introduisait une distorsion maximum de 1° sur les bords

ii) Les axes optiques des deux vues ne sont pas perpendiculaires au plan du film (Fig. 13), ce qui ajoute une aberration supplémentaire qui transforme les carrés en trapèzes.

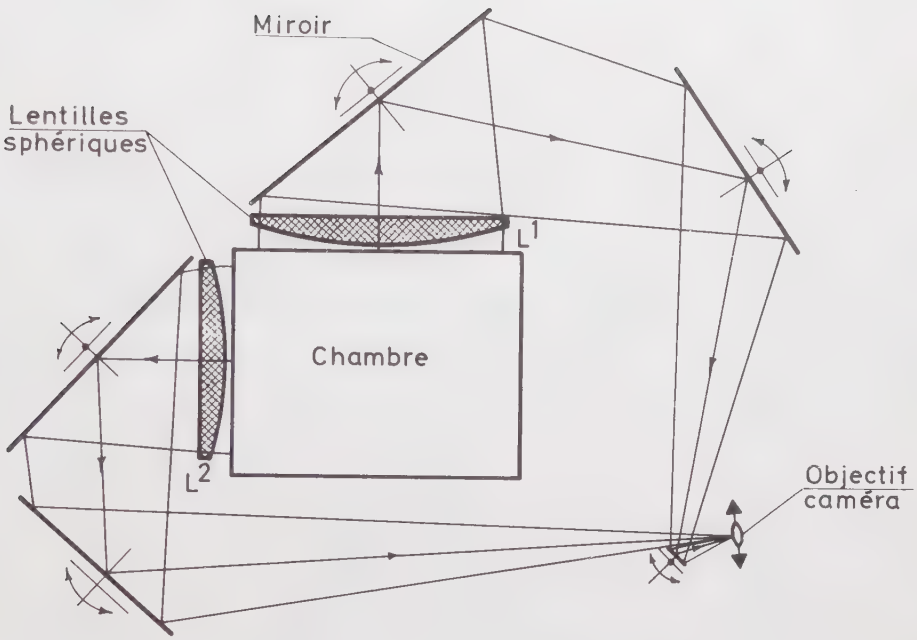


Fig. 13 - Schéma du dispositif optique de la chambre à étincelles.

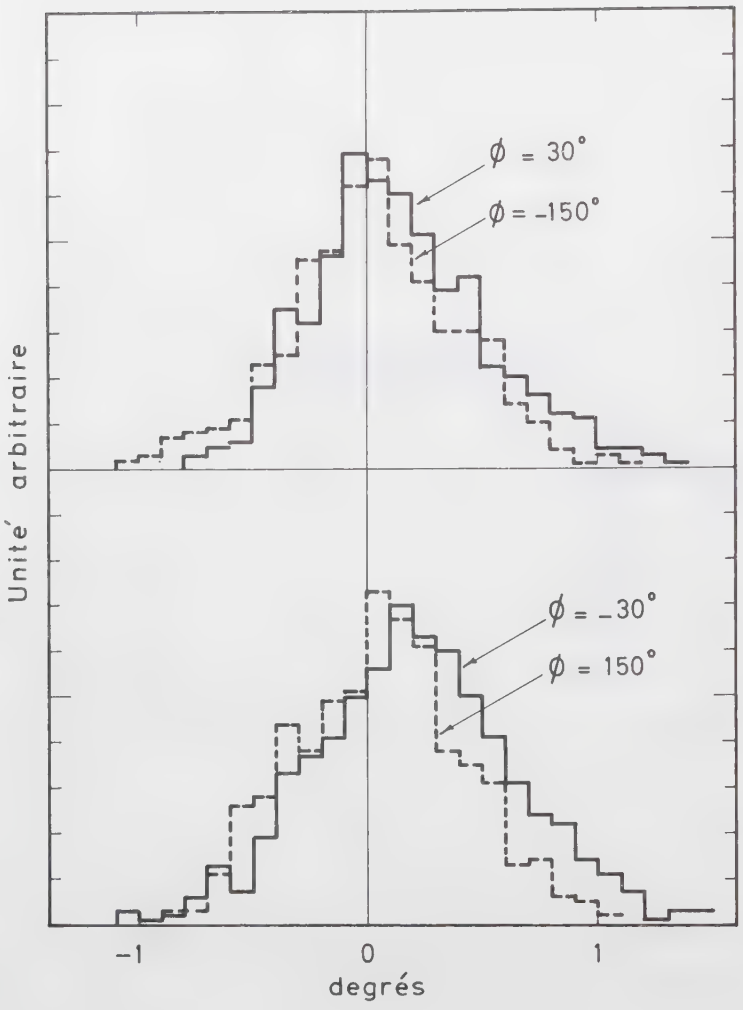


Fig. 14 - Test de l'optique. Distributions des écarts entre la valeur mesurée d'un angle tracé sur une plaque et photographié, et sa valeur réelle. Les histogrammes groupés appartiennent à des angles situés dans un même plan.

Nous avons déjà remarqué (cf. C.I.), qu'en se référant à la direction de la marque fiduciaire la plus proche de la trace, on minimise l'erreur sur son angle d'entrée.

La précision dans la reconstruction d'une diffusion p-C (compte tenu des aberrations de l'optique et de la reprojection des clichés) a été estimée en photographiant un réseau d'angles tracés sur une plaque ($-25°$ à $+25°$) et positionné en divers points à l'emplacement de la chambre.

La figure 14 montre deux distributions typiques des écarts, entre l'angle reconstruit et l'angle réel, pour l'ensemble du volume utile de la chambre. La précision moyenne est de $\pm 0°3$. On remarque un écart pas très significatif, de $\sim 0°1$, entre des << déviations >> à G et à D (précision du tracé des angles $\sim 0°1$). Quelle que soit la position du sommet des angles dans la chambre, on constate cependant un effet net d'asymétrie G-D qui augmente sur les bords des lentilles où il atteint 0,3 à $0°4$.

E. EQUIPEMENT DE MESURE

Les clichés photographiques étaient projetés sur des tables de mesure au moyen d'un système optique indépendant (pas de compensation des aberrations dues à la courbure de champ des lentilles montées sur la chambre).

Toutes les mesures étaient stockées directement sous forme de cartes perforées.

Pour relever la direction de la règle de mesure et les digitiser, deux systèmes ont été utilisés :

i) Un dispositif codeur << SFAT >>, constitué d'un tambour de 2000 digits pour 360°, couplé à un bloc-mémoire à relais, lui-même relié à une perforatrice IBM 026 à programme auxiliaire.

ii) Un dispositif utilisant un potentiomètre linéaire à 0,5‰, couplé à la règle de mesure. Une mesure différentielle de la position du curseur du potentiomètre était faite par un voltmètre digital << NLS/V.34B >>, couplé comme précédemment à une perforatrice de cartes.

La précision de chaque système, très comparable, était de l'ordre de 10 minutes.

Pour chaque événement, l'enregistrement des mesures était précédé de la perforation sur une carte séparée, de certaines données complémentaires : identification, coordonnées d'entrée, etc.

La figure 15 est une photographie de l'appareillage.

F. REMARQUES DE CONCLUSION

Les taux des diffusions $\pi^+ p$ sélectionnées par le dispositif des compteurs, dans les différentes phases expérimentales, sont donnés ci-dessou

T_{π^+} incidents MeV	Position de la chambre	Diff./$10^4 \pi^+$ incidents
492	42°5	3,4
	30°	0,35
	50°	4,8
414	43°	4,8
	33°	3,2

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs attendues.

A T_π = 492 MeV, un test consistant à croiser, ou à écarter les compteurs protons p_1 et p_2 de la largeur $\Delta\Phi$ = 14° d'acceptance azimutale d'un canal, réduisait d'un facteur 250 le taux de détection. Ce rapport est le même que celui qui était obtenu en mesurant le taux des fortuites.

Le rapport de l'effet cible pleine à l'effet cible vide (diffusion des pions sur des matériaux autre que l'hydrogène) était de 200 à T_π = 492 MeV et seulement de 20 à T_π = 414 MeV. Pour cette dernière énergie, il y a donc un taux d'événements parasites appréciable, mais ceux-ci sont complètement éliminés par les programmes d'analyse (Chap. III).

Pour 3 à $4 \cdot 10^4 \pi^+$ incidents, l'utilisation de deux caméras, fonctionnant successivement, rendait possible l'enregistrement à T_π = 414 MeV, de deux fois quatre à cinq traces par cycle de machine.

CHAPITRE III

DEPOUILLEMENT

ANALYSE DES DONNEES

Le calcul de la polarisation $P(\cos \vartheta_\pi^*)$ des protons de recul par intervalle angulaire donné ($\Delta \cos \vartheta_\pi^* = 0{,}1$), s'est effectué en plusieurs étapes :

1. Les films étaient d'abord dépouillés (recherche des diffusions sur le carbone). Puis, chaque événement sélectionné était mesuré.

2. Les données des mesures étaient ensuite analysées au moyen d'un ordinateur IBM 7094 II.

i) Chaque événement était reconstruit géométriquement et cinématiquement (programme RECON), et son acceptance soumise aux conditions générales :

- point d'interaction π-p localisé dans la cible;
- angle d'entrée du proton de recul par rapport à la normale aux plaques, inférieur à 10° (cf. II.C.);
- acceptance de la collision p-C "image" de l'événement mesuré [test du sous-programme REFLEC (cf. II.B.) qui est une condition de symétrie G-D de l'efficacité de détection];
- angle ϑ de la collision p-C supérieur à 7° (limite du seuil de la remontée coulombienne de la section efficace pour une énergie de 80 MeV) et inférieur à 25° ou $280/\sqrt{E}$, ce qui correspond à un angle de 20° à 180 MeV. Cette dernière

limite, qui est suggérée par le comportement de la distribution angulaire avec l'énergie (cf. I.), tente de garder à peu près constante la contribution des inélastiques que l'on sait devenir importante pour les grands angles;

- élasticité de la double diffusion (cf. II.A.1.) :
  $-18 \leq (E_C - E_R) \leq 9$ MeV.

ii) Pour l'échantillon d'événement ainsi sélectionné, le pouvoir analyseur effectif du carbone $P_2(\vartheta, E, \Delta E) \cdot \cos\Phi$ était calculé pour chaque collision p-C (sous-programme POLAR) comme une dépendance des limites d'élasticité imposées.

La polarisation des protons de recul est alors estimée par la méthode statistique d'analyse du maximum de vraisemblance (cf. II.B.2

Ces étapes sont décrites en détail dans les paragraphes qui suivent.

A. DEPOUILLEMENT - MESURE

Durant cette expérience, un total de 500'000 photographies ont été prises, correspondant à 1'530'000 traces de protons de recul*). Le tableau IV donne la répartition des données.

---

*) Avec l'expérience équivalente en π^-p et le test de calibration du pouvoir analyseur de la chambre comme détecteur de polarisation, 1'500'000 photographies (3'500'000 traces de protons) au total ont été analysées suivant la même méthode.

1. Recherche des événements

Chaque photographie consistait en deux vues orthogonales de la chambre, et contenait suivant les cas de une à sept traces de protons.

Un groupe de dépouilleurs regardaient les clichés et ne retenaient, pour être mesurés, que les événements satisfaisant les critères suivants :

- chaque proton ne devait diffuser qu'une seule fois
- et s'arrêter dans la chambre;
- chaque diffusion devait présenter un sommet parfaitement distinct en ayant au moins trois étincelles en ligne droite de chaque côté du sommet (ce critère pour assurer une mesure répétable);
- l'angle de diffusion devait être compris, sur l'une quelconque des deux vues, entre 4 et 30°.
- chaque trace devait présenter après collision, un parcours résiduel défini par au moins trois étincelles.

De plus, si une ambiguité survenait dans l'identification des traces sur les deux vues stéréoscopiques, l'événement était rejeté. Il en était de même des traces pour lesquelles manquaient des étincelles*).

Le tableau IV donne le nombre d'événements mesurés après cette sélection.

2. Mesure

La mesure d'un événement consistait dans l'enregistrement :

- du nombre de plaques traversées par le proton avant diffusion, et du nombre total de plaques jusqu'à son point d'arrêt;

---

*) Ces deux dernières restrictions restèrent négligeables tout au long de l'expérience.

TABLEAU IV

REPARTITION DES DONNEES

T_π MeV	θ_{CE}	Sens	Nombre de clichés $\times 10^3$	Nombre de traces $\times 10^3$	Nombre d'événements mesurés	Bons événements
492	30°	G	38	62	7'173	4'171
		D	57	95	11'232	5'863
	42°30	G	58	245	9'046	6'249
		D	61	270	9'141	6'648
	50°	G				
		D	55	230	12'600	6'733
	Total		269	902	49'192	29'664
414	33°	G	75	200	13'199	8'344
		D	80	140	8'387	5'654
	43°	G	40	150	7'554	4'091
		D	35	142	6'926	4'136
	Total		230	632	36'066	22'225

sur chaque vue :

- de la position d'entrée de la trace du proton (lecture directe sur les réglettes graduées des marques fiduciaires);
- de l'angle d'entrée du proton en utilisant seulement les étincelles entre les six plaques minces (cf. II.C.I.);
- de l'angle projeté de la diffusion, par le relevé des directions avant et après diffusion, et de son sens.

B. REDUCTION DES DONNEES

I. RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

1. Le programme RECON permettait de calculer pour chaque événement mesuré :

i) Les paramètres géométriques de la double diffusion :

- l'angle de recul ϑ_1 du proton et son angle azimutal Φ_1 par rapport au plan horizontal. Si $|\vartheta_1 - \vartheta_{CE}| > 15$, l'événement était rejeté (cf. II.C.);
- les coordonnées du vertex de la collision π-p dans le plan médian vertical de la cible, et par conséquent, le parcours du π^+ dans l'hydrogène avant diffusion, et celui du proton de recul (parcours moyen); un événement "hors cible" était rejeté;
- les angles ϑ_2, Φ_2 de la collision p-C : le plan de diffusion est défini par la trace du proton à son entrée dans la chambre et celle relevée après le sommet. La mesure avant le

sommet permettait seulement, en raison de la diffusion multiple dans le carbone, d'améliorer la mesure de l'angle polaire ϑ_2. L'acceptance de l'événement imposait à l'angle ϑ_2 d'être compris dans les limites, $7° \leq \vartheta_2 \leq 25°$ ou $280/\sqrt{E_2}$, pour les raisons explicitées au début du chapitre;

- le sens des projections horizontale et verticale de la seconde diffusion;
- le parcours du proton avant et après diffusion (le point de collision et le point d'arrêt sont supposés au milieu des plaques).

ii) Les paramètres cinématiques :

- l'énergie effective du π^+ au moment de la collision π-p, en tenant compte de la perte d'énergie qu'il subit dans la cible;
- le cosinus de l'angle de la collision du π dans le système du C.M., $\cos\vartheta_\pi^*$, correspondant à l'angle ϑ_1 du proton de recul, en supposant la réaction élastique à l'énergie T_π corrigée;
- l'énergie cinétique du proton de recul T_1 qui était calculée de deux façons :
  - $(T_1)_C$, "l'énergie calculée" à partir de l'angle ϑ_1 et des conditions précédentes;
  - $(T_1)_R$, "l'énergie réelle" du proton, estimée à partir de son parcours total par les relations parcours-énergie*), en corrigeant de la perte d'énergie dans la collision p-C, supposée élastique, et en situant le sommet de la première diffusion dans le plan médian vertical de la cible;
- l'énergie cinétique T_2 du proton au moment de la collision sur le carbone, calculée à partir de son parcours résiduel.

---

*) Tables de parcours : Nuclear Phys. 5, part. A, testées pour le carbone utilisé, par des mesures sur faisceau de protons.

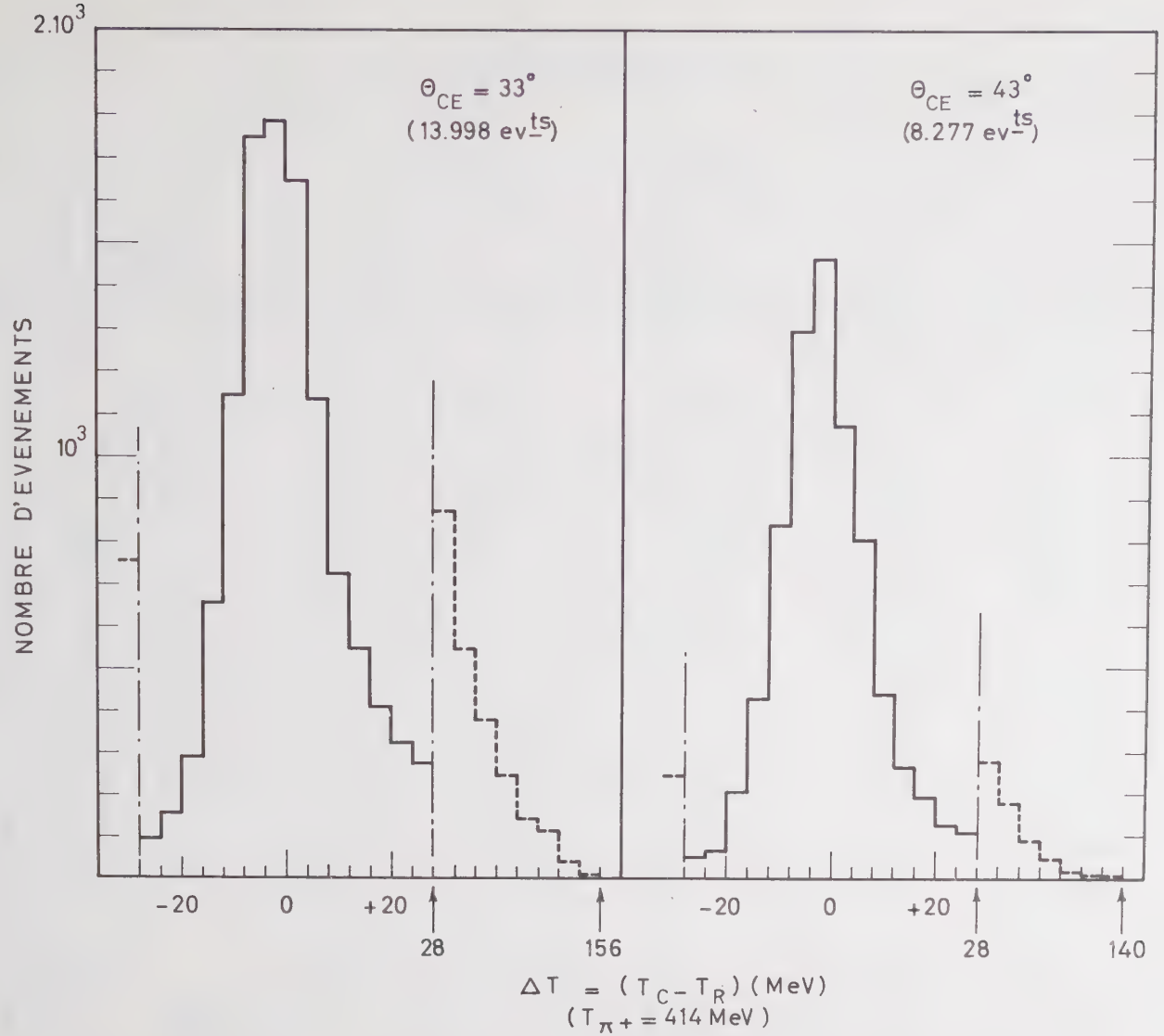


Fig. 16 - Distributions en énergie des protons de recul ayant subi une diffusion sur un noyau de carbone, et qui sont acceptés après reconstruction géométrique et cinématique. T_C est l'énergie cinétique du proton calculée d'après son angle de recul et T_R son énergie réelle estimée d'après son parcours dans le carbone. Chaque distribution correspond à la somme des événements pour les positions gauche et droite de la chambre.

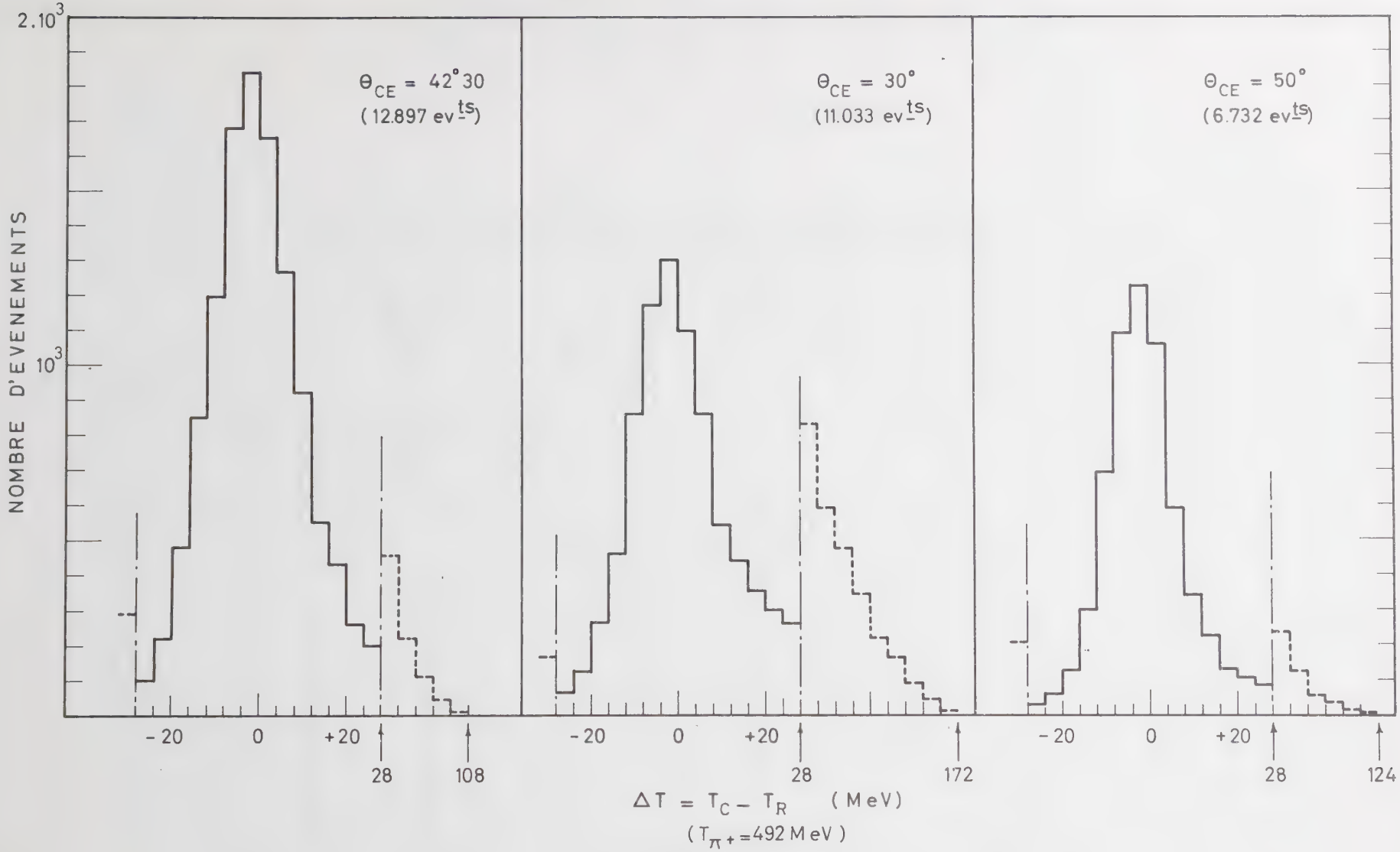


Fig. 17 - Distributions expérimentales du paramètre ΔT
(voir légende de la Fig. 16).

2. Le sous-programme REFLEC permettait de construire (en effectuant une réflexion), la collision p-C "image" ($\vartheta_2, T_2, \Phi_2 + \pi$) de l'événement mesuré, dans le but d'imposer une symétrie G-D à l'efficacité de détection de la chambre (cf. II.B.1.) :

i) Pour un événement ayant trois étincelles après collision, il vérifiait que l'événement "image" aurait pu aussi être détecté en ayant trois étincelles après le sommet. Dans le cas contraire, l'événement était rejeté.

ii) Il calculait la position du point d'arrêt de la trace "réfléchi" et vérifiait qu'il était à l'intérieur du volume utile de la chambre, sinon l'événement était rejeté.

3. Résultats du premier programme

Le tableau IV donne en dernière colonne le nombre d'événements sélectionnés par les critères d'acceptance ci-dessus.

Les figures 16 et 17 montrent la distribution expérimentale de $\Delta T_1 = (T_1)_C - (T_1)_R$ de ces événements. L'absorption nucléaire, qui est importante, et les collisions inélastiques rendent ces distributions asymétriques. La mi-largeur à mi-hauteur, qui est de l'ordre de 10 à 11 MeV, est parfaitement compatible avec l'estimation de l'erreur σ effectuée à partir des caractéristiques expérimentales (cf. II.A.I.).

II. CALCUL DE LA POLARISATION

1. Sous-programme POLAR : calcul de $P_2(\vartheta_2, T_2, \Delta T_i)$

i) Généralités : la valeur du pouvoir analyseur du carbone était calculée à partir de données compilées par G. Bizard[37]. Ces données étaient stockées sous forme de tables, rapportées dans l'appendice A, dans la mémoire de l'ordinateur. La valeur de P_2, propre à chaque événement, est obtenue par un programme d'interpolations linéaires décrit dans le paragraphe iii).

Le choix pour ces tables, des variables réduites ϑT et $P_2^*(\vartheta T) = P_2(\vartheta T)/P_{2max}(T)$, permettait d'obtenir là où il y avait une variation rapide de P_2 avec l'énergie, des courbes qui ne s'éloignent pas trop d'un comportement unique en fonction de l'énergie (Fig. 18). Cette procédure permet une interpolation plus précise. La valeur P_{2max} est la valeur maximum du pouvoir analyseur du carbone pour un proton d'énergie cinétique T.

Les tables utilisées diffèrent dans leur conception de celles fournies par V.Z. Peterson[38], par le choix de ϑT comme variable réduite au lieu de $\vartheta\sqrt{T}$. Ce choix est plutôt mieux adapté au comportement de P_2 aux faibles angles, qui, dans l'approximation de Born, est en $p^2 \sin\vartheta \sim \vartheta$ (cf. I).

Les mesures de la distribution angulaire de la polarisation p-C aux énergies cinétiques T_K du proton, qui ont servi à l'établissement des tables, sont rapportées dans le tableau V ci-dessous.

T A B L E A U V

K	T_K (MeV)	Références
1	71	J.M. Dickson[39]
2	95	J.M. Dickson et al.[40]
3	135	J.M. Dickson et al.[40]
4	155	Alphonce et al.[41]
5	220	Hafner[42]
6	289	Chamberlain et al.[43]
7	313	Chamberlain et al.[43]

Les résultats de Tyren[44] à 180 MeV, n'ont pas été utilisés en raison de la divergence du comportement de $P^*(\vartheta T)$ à cette énergie et aux énergies voisines.

ii) Diffusion inélastique p-C : estimation de sa contribution à la valeur du pouvoir analyseur. D'après les résultats fragmentaires sur la polarisation des protons, laissant le noyau dans un de ses états excités (ϵ = 4,4, 9,6 ... MeV), ou appartenant au fond continu (spallation), on peut raisonnablement faire l'hypothèse que $P_2(\vartheta, T, \epsilon)$ décroît à peu près linéairement entre $\epsilon = 0$ et $\epsilon = 30$ MeV, jusqu'à s'annuler à cette dernière valeur[37,38].

Pour calculer le pourcentage p d'événements inélastiques, qui correspondent à une énergie d'excitation ϵ du noyau de carbone, et qui sont retenus par le critère d'élasticité, $|\Delta T| \leq \Delta T_i$ ($\Delta T = T_C - T_R$), il fut supposé que la distribution expérimentale de ΔT pouvait être assimilée à une distribution gaussienne d'écart quadratique moyen égal à 11 MeV :

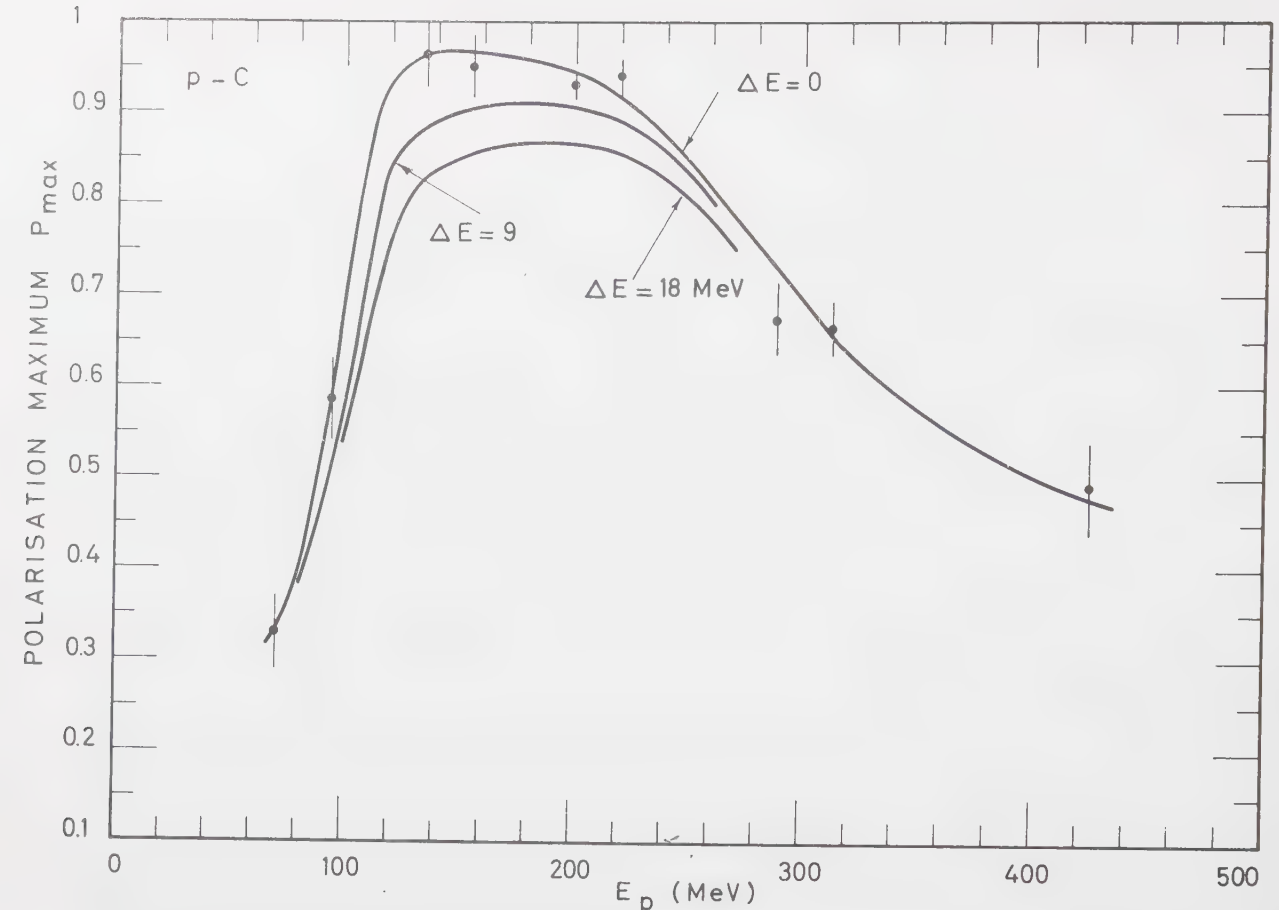
$$p(\epsilon) = \frac{1}{11\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{\epsilon - \Delta T_i}^{\epsilon + \Delta T_i} \exp \cdot \left[- \frac{(x - \epsilon)^2}{2 \cdot (11)^2} \right] \cdot dx .$$

Pour un choix déterminé de ΔT_i, on déduit l'expression du pouvoir analyseur corrigé, comme une moyenne convenablement pondérée, des polarisations des protons issus des collisions élastiques et inélastiques :

$$P_2(\vartheta, T, \Delta T_i) = \left\{ \sum_{i=0}^{5} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \epsilon_i) \cdot p(\epsilon_i) \cdot P(\epsilon_i) \right.$$

$$\left. + \int_0^{30\ \mathrm{MeV}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot dE}(\vartheta, \epsilon) \cdot P(\vartheta, \epsilon) \cdot p(\epsilon) \cdot d\epsilon \right\} \Big/$$

$$\left\{ \sum_{i=0}^{5} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \epsilon_i) \cdot p(\epsilon_i) + \int_0^{30} \frac{d^2\sigma}{d\Omega \cdot d\epsilon}(\vartheta, \epsilon) \cdot p(\epsilon) \cdot d\epsilon \right.$$



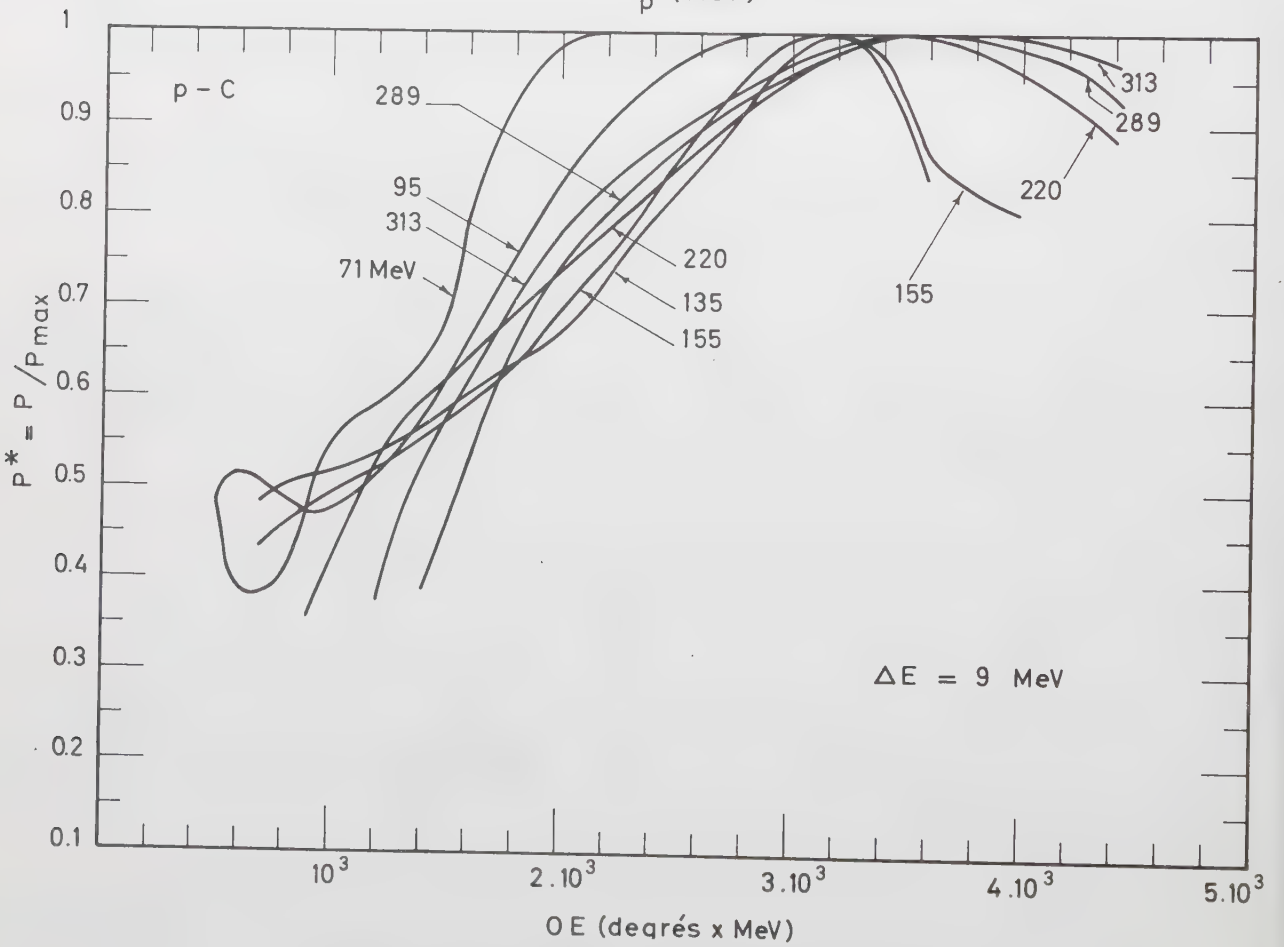


Fig. 18 - Polarisation p-C, à énergie fixée, en fonction des variables réduites :

$$\vartheta T \text{ et } P_z^*(\vartheta T) = \frac{P_z(\vartheta T)}{(P_z)_{max}} .$$

$(P_z)_{max}$ est la polarisation maximum à l'énergie considérée.

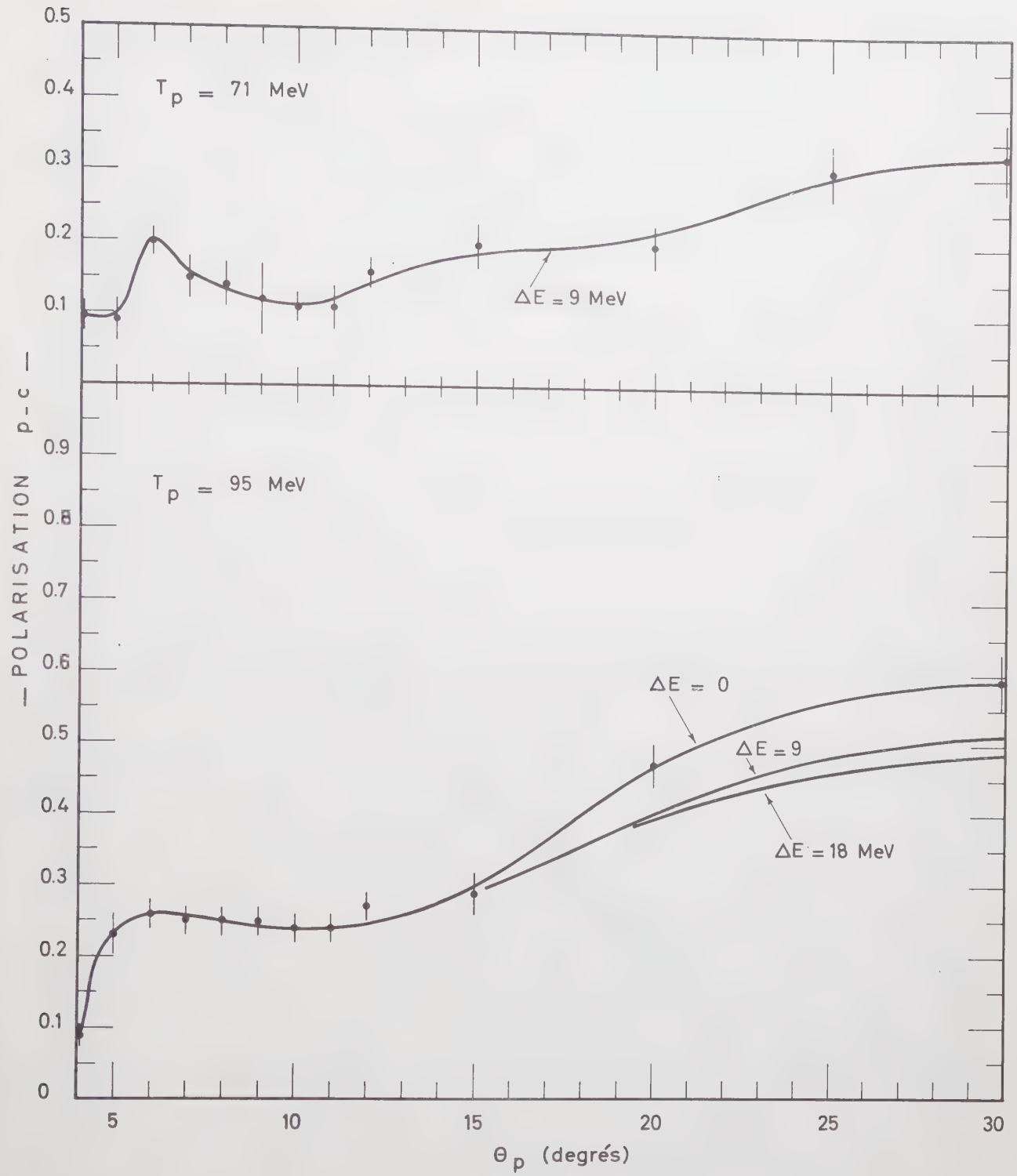


Fig. 19 - Les distributions angulaires de la polarisation p-C à 71, 95, 135, 155, 220, 289 et 313 MeV (Figs 19 à 22) ont été utilisées pour établir les tables (Appendice A) du pouvoir analyseur du carbone. Le tracé des courbes à travers les points expérimentaux a été fait à la main pour optimiser au mieux les données. ΔE = 0 correspond à des chocs p-C élastiques. Pour une résolution en énergie de ± 11 MeV, les courbes indiquées ΔE = 9 et 18 Mev sont obtenues en corrigeant la polarisation p-C élastique, pour tenir compte de la polarisation des diffusions inélastiques acceptées dans les limites ± 9 et ± 18 MeV de part et d'autre de la valeur moyenne.

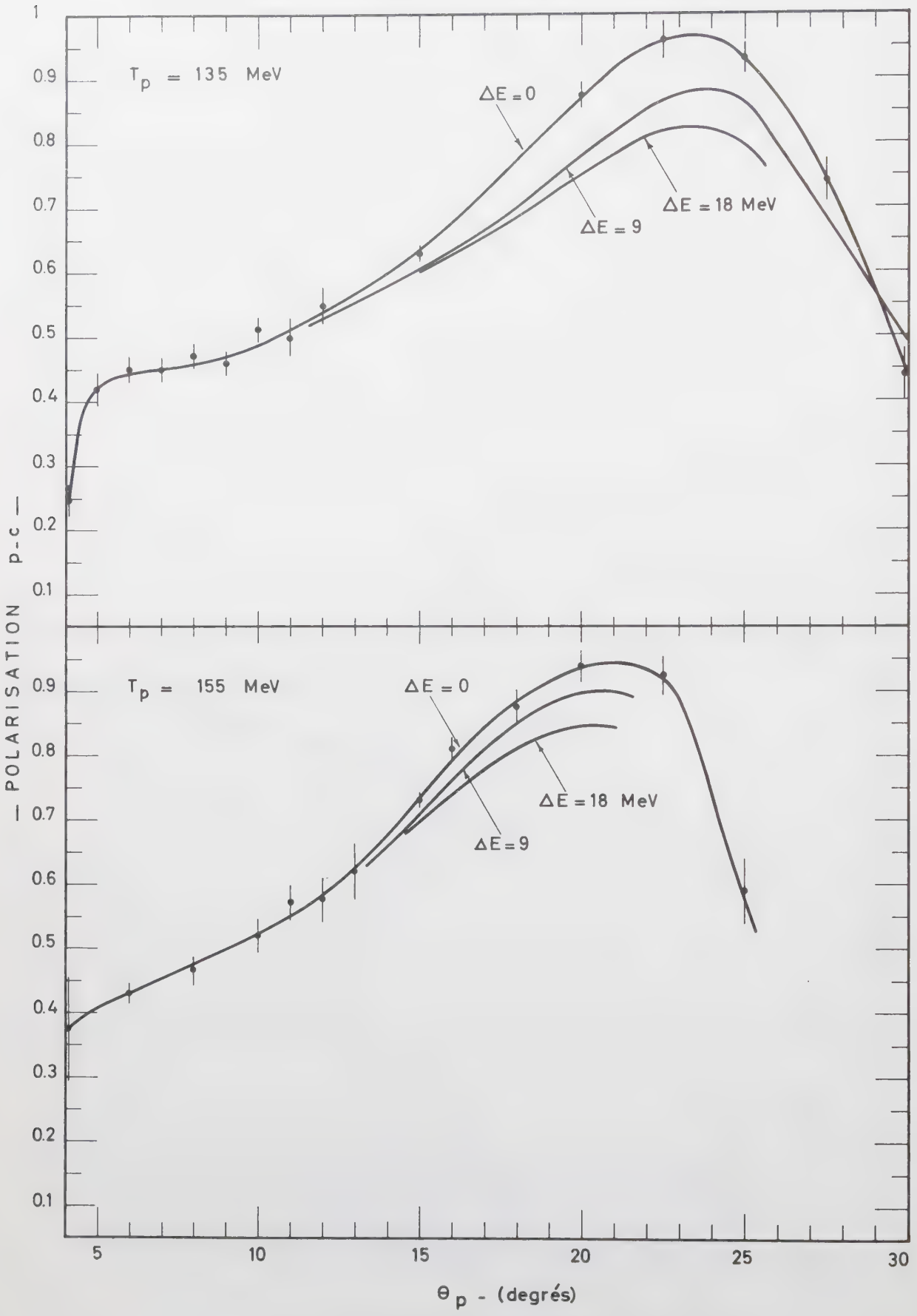


Fig. 20 - Distributions angulaires de la polarisation p-C
(voir légende de la Fig. 19).

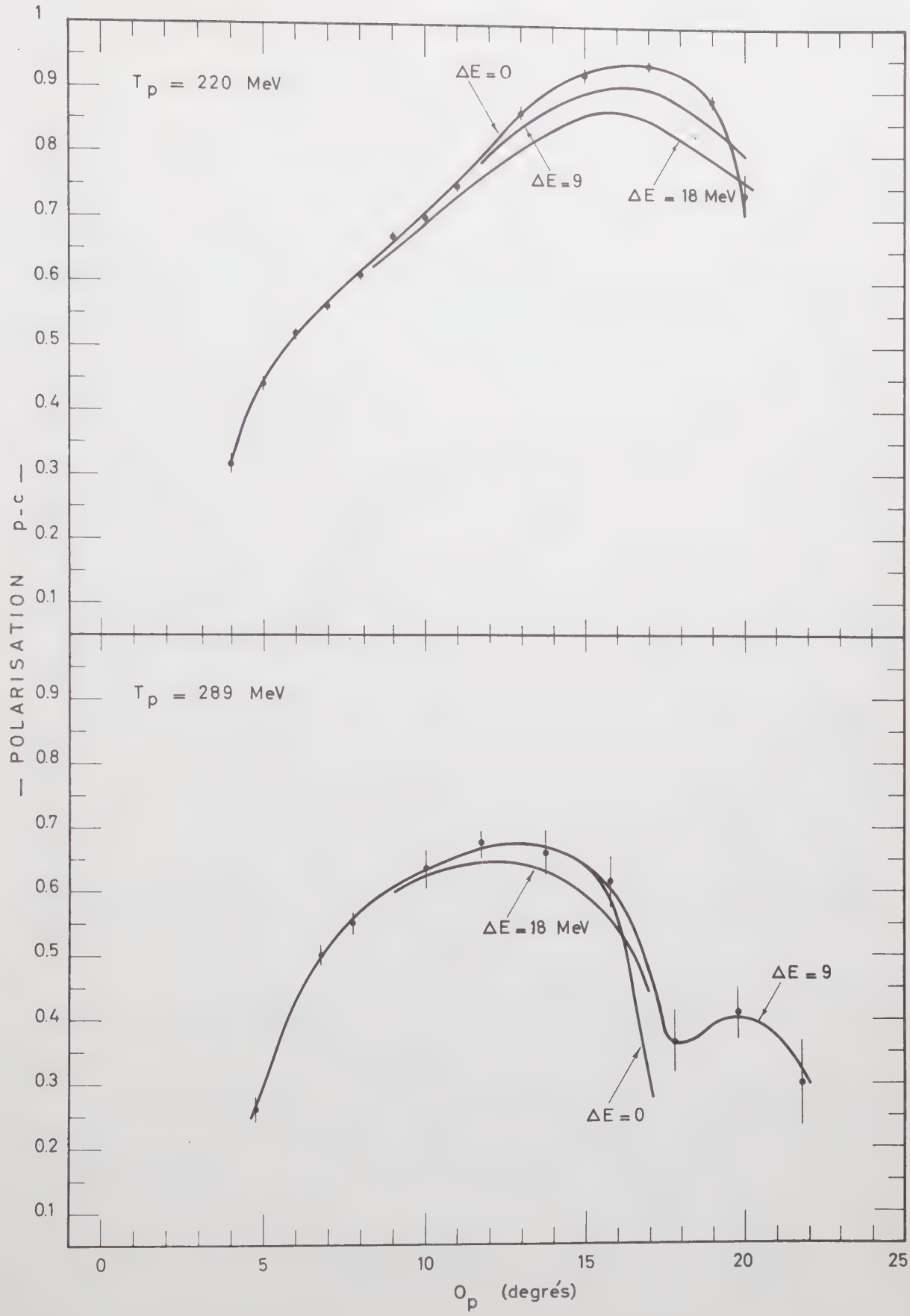


Fig. 21 - Distributions angulaires de la polarisation p-C
(voir légende de la Fig. 19).

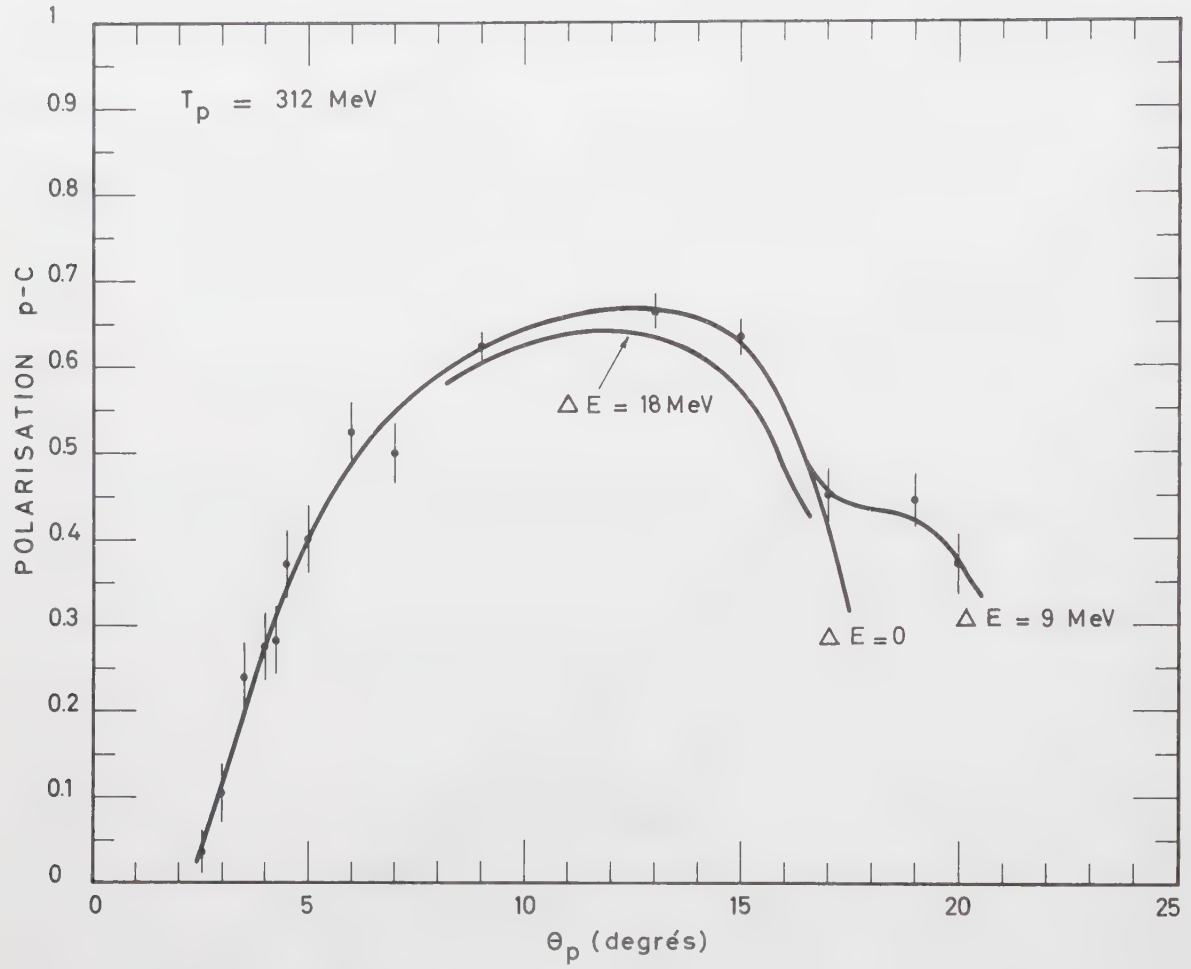


Fig. 22 - Distributions angulaires de la polarisation p-C
(voir légende de la Fig. 19).

où :

$\epsilon_0 = 0$ est l'état élastique et,
$\epsilon_i (i = 1 \text{ à } 5) = 4{,}4,\ 9{,}6,\ 15,\ 19,\ 21$ MeV les états excités [section efficace $d\sigma/d\Omega\,(\epsilon_i)$, polarisation $P(\epsilon_i)$];
$P(\vartheta, \epsilon)$ est la polarisation du "fond continu" (section efficace différentielle $d^2\sigma/d\Omega \cdot d\epsilon$).

Les figures 19 à 22 montrent les résultats obtenus en prenant deux limites d'acceptance $\Delta T_i = 9$ et 18 MeV, pour les énergies T_K du tableau V. La figure 18 montre pour les mêmes valeurs de ΔT_i, la variation lissée de P_{2max} comme une fonction de l'énergie. Les tables, $P_2^*\,[(\vartheta T)_j, T_K, \Delta T_i]$ et $P_{2max}(T_2)$ extraites de ces courbes, sont données dans l'appendice A.

iii) Interpolation, calcul de $P_2(\vartheta_2, T_2, \Delta T_i)$: après sélection des tables correspondantes aux limites ΔT_i imposées, le sous-programme POLAR calculait le pouvoir analyseur en deux temps :

- premier temps : calcul de P_2^* par interpolations linéaires entre les deux points $(\vartheta T)_j$, $(\vartheta T)_{j+1}$ qui encadrent la valeur expérimentale $\vartheta_2 T_2$, et cela avec chacune des tables qui sont aux deux valeurs de T_K, situées de part et d'autre de l'énergie T_2 où le pouvoir analyseur est recherché. $P_2^*(\vartheta_2 T_2)$ est ensuite déterminé par une deuxième interpolation en énergie, entre les deux valeurs trouvées;
- deuxième temps : calcul de P_{2max}, par interpolation linéaire en énergie, puis finalement de $P_2(\vartheta_2, T_2, \Delta T_i)$ par le produit $P_2^*(\vartheta_2 T_2, \Delta T_i) \cdot P_{2max}(T_2, \Delta T_i)$.

Les erreurs d'estimation de P_1, provenant des tables, des inélastiques p-C, et de l'hypothèse faite sur la méthode d'interpolation linéaire, sont discutées en détail au chapitre IV.

2. Deuxième réduction des données

Le deuxième programme déterminait par intervalle angulaire $\Delta \cos \vartheta^*_\pi = 0{,}1$, et pour deux intervalles du paramètre *) << d'élasticité >> ΔT_i :

$$-18 \leq \Delta T_1 \leq 18 \text{ MeV}$$

$$-18 \leq \Delta T_1 \leq 9 \text{ MeV} .$$

i) L'asymétrie horizontale :

$$\epsilon_H = \frac{N_G - N_D}{N_G + N_D}$$

et son erreur statistique :

$$\Delta\epsilon_H = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{1 - \epsilon_H^2}$$

où :

$N = N_G + N_D$ est le nombre d'événements par bande,
N_G et N_D sont le nombre de protons qui diffusent sur le carbone, à gauche ou à droite du plan qui est normal au plan de la première diffusion et qui contient la direction du proton avant collision.

ii) L'asymétrie verticale :

$$\epsilon_V = \frac{N_H - N_B}{N_H + N_B}$$

et son erreur statistique définie comme ci-dessus, et où :

N_H et N_B sont le nombre de traces diffusées vers le haut ou vers le bas par rapport au plan de la diffusion π-p.

---

*) La limite inférieure de $\Delta T_1 = (T_1)_C - (T_1)_R$, qui correspond à des protons d'énergie supérieure à l'énergie élastique maximum, est maintenue constante puisque la probabilité d'y faire correspondre un événement inélastique est très faible.

iii) la fonction de vraisemblance :

$$L^* = \prod_{j=1}^{n} [1 + P_1 \cdot P_2(\vartheta_{2j}, T_{2j}, \Delta T_i) \cdot \cos \Phi_{2j}]$$

comme une fonction de P_1, après avoir calculé pour chaque événement le pouvoir analyseur effectif du carbone. Quelques exemples typiques de fonctions de vraisemblance calculées sont montrés sur la Fig. 23.

Le système de référence, dans lequel sont appliquées ces relations, a un vecteur unitaire selon oy défini indépendamment de la position de la chambre par le produit $\vec{p}_i \times \vec{p}_f / p_i \cdot p_f$; $\vec{p}_i$ et $\vec{p}_f$ étant respectivement le moment du pion dans l'état initial et dans l'état final.

La polarisation est, par convention, positive suivant cette direction : à un proton dont le spin est dirigé vers le haut, correspond une probabilité de diffuser sur le carbone, plus grande à gauche qu'à droite, lorsqu'on regarde suivant le moment $\vec{p}$ du proton[30].

La largeur de l'intervalle $\Delta \cos \vartheta_\pi^*$ a été choisie égale à 0,1, comme un compromis entre un élargissement pour réduire les incertitudes ΔP sur la polarisation, et une diminution de la bande de façon à minimiser la perte d'informations sur la variation $P(\cos \vartheta_\pi^*)$.

Pour explorer la conduite générale de la polarisation, en raison notamment de sa rapide variation dans certaines bandes de $\cos \vartheta_\pi^*$, il a été procédé à un déplacement de la moitié d'un intervalle. Dans tous les cas, il a été trouvé que la distribution angulaire était complètement indépendante du choix des intervalles.

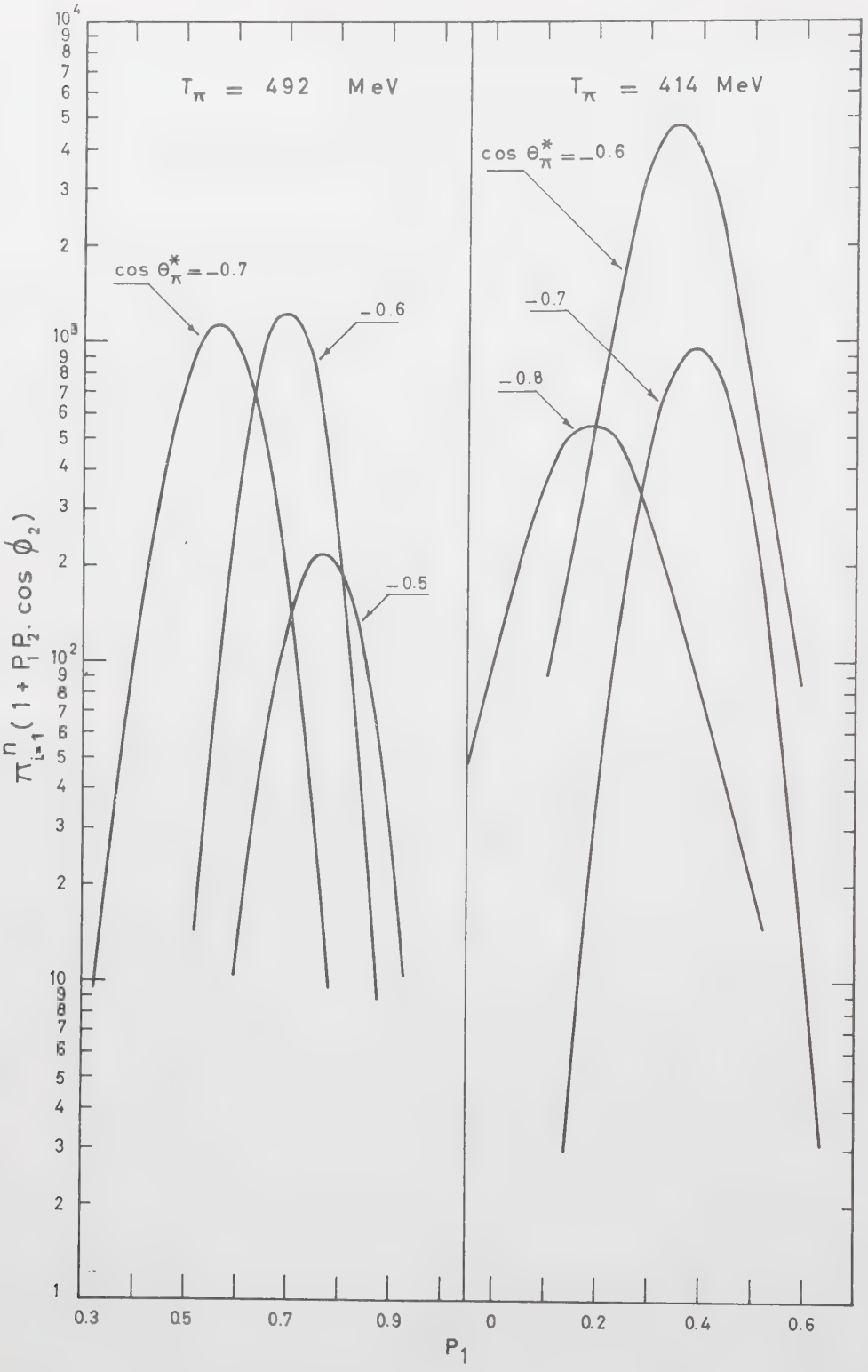


Fig. 23 - Exemples de fonctions de vraisemblance L*.

CHAPITRE IV

DISCUSSION DES ERREURS

RESULTATS

Une mesure de polarisation concerne l'asymétrie gauche-droite des collisions proton-carbone. Par conséquent, les erreurs systématiques possibles qui pourraient affecter les mesures viennent :

i) D'une asymétrie provenant de la méthode expérimentale (cf. II.C.), dont les contributions essentielles sont dans :

- l'analyse des données (dépouillement, mesure proprement dit);
- les aberrations optiques.

ii) D'une connaissance insuffisamment précise du pouvoir analyseur du carbone (cf. III.B.).

Ces différents types d'erreurs sont examinées en détail dans le paragraphe A. Nous étudierons succintement au paragraphe B, les résultats d'une expérience[45] de calibration, effectuée en mesurant la distribution angulaire de la polarisation p-C à 220 MeV, obtenue avec précision par Hafner et al.[42]. Le paragraphe C donne les distributions angulaires de la polarisation du proton de recul à T_π = 414 et 492 MeV.

A. DISCUSSION DES ERREURS

I. ASYMETRIE PROVENANT DE LA METHODE EXPERIMENTALE

1. Efficacité et biais dans l'exploitation des clichés

Pour obtenir un biais au dépouillement, il faut que la recherche des événements ne soit pas complètement efficace, et qu'il existe une propension des dépouilleurs à trouver plus facilement les protons diffusant d'un côté déterminé. Comme un grand nombre de dépouilleurs ont dû participer au travail de recherche, il est cependant vraisemblable que les erreurs individuelles s'équilibrent sur l'ensemble des mesures.

Une autre source possible de biais est la distorsion du système optique de projection de clichés. En mesurant des événements une première fois, le film étant projeté normalement, puis une seconde fois en inversant le sens de la projection (un événement G devenant un événement D), il n'est décelé aucun écart significatif. Par contre, l'incertitude sur la mesure de l'angle ϑ_2 de la collision p-C varie de 1° ($130 < T_2 < 220$ MeV) à 2° ($T_2 < 130$ MeV) suivant l'énergie T_2 du proton au vertex.

A cause de cette incertitude, des diffusions à des angles plus grands que 25° et plus petits que 7° (coupures angulaires adoptées dans toute l'analyse) sont arbitrairement éliminées. Une erreur asymétrique de ces angles de coupure peut affecter beaucoup l'asymétrie, mais devrait avoir une faible importance sur le résultat final, puisqu'aux petits angles le pouvoir analyseur est faible, et que la section efficace différentielle est petite pour les grands angles.

Pour étudier ces biais, un certain nombre de films ont été dépouillés, mesurés et analysés deux fois.

Si P_I et P_{II} sont les valeurs de la polarisation estimée à partir de chaque mesure, et $\overline{\Delta P}$ l'erreur statistique moyenne, on définit un facteur de << mérite >>, $|P_I - P_{II}|/\overline{\Delta P}$, qui permettra de caractériser la reproductibilité des mesures.

T A B L E A U VI

RESULTATS D'UN DOUBLE DEPOUILLEMENT

EFFICACITE ET BIAIS DU DEPOUILLEMENT

Evénements		Droites	Gauches	Somme ou moyenne
492 MeV - 30° G (Caen)				
Trouvés dans le premier dépouillement seulement :	n_1	38	41	79
Trouvés dans le deuxième dépouillement seulement :	n_2	42	52	94
Trouvés dans les deux dépouillements :	n_C	304	393	697
Premier dépouillement :				
- efficacité moyenne :	e_1	87,9 ± 1,8%	88,3 ± 1,8%	88,1 ± 1,2%
- biais :	a_1			- 0,4 ± 1,3%
- asymétrie moyenne :	$\bar{\epsilon}_1$			- 0,127 ± 0,038
414 MeV - 30° G (Saclay)				
Trouvés dans le premier dépouillement seulement :	n_1	117	149	266
Trouvés dans le deuxième dépouillement seulement :	n_2	134	153	287
Trouvés dans les deux dépouillements :	N_C	343	411	754
Premier dépouillement :				
- efficacité moyenne :	e_1	71,9 ± 2%	72,8 ± 2%	72,4 ± 1,4%
- biais :	a_1			- 0,9 ± 1,4%
- asymétrie moyenne :	$\bar{\epsilon}_1$			- 0,090 ± 0,036

T A B L E A U VII

COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS D'UN MEME LOT
D'EVENEMENTS DEPOUILLES ET MESURES DEUX FOIS
T_π = 414 MeV - 30°C - $|\Delta T| \leq 18$ MeV

$\cos \vartheta^*_\pi \pm 0,05$	Première mesure			Deuxième mesure			$\frac{\epsilon_I - \epsilon_{II}}{\overline{\Delta\epsilon}}$	$\frac{P_I - P_{II}}{\overline{\Delta P}}$
	Nombre événements	$\epsilon_I \pm \Delta\epsilon_I$	$P_I \pm \Delta P_I$	Nombre événements	$\epsilon_{II} \pm \Delta\epsilon_{II}$	$P_{II} \pm \Delta P_{II}$		
- 0,8	414	- 0,063 ± 0,049	- 0,17 ± 0,12	361	- 0,055 ± 0,053	- 0,10 ± 0,11	- 0,15	- 0,61
- 0,7	769	- 0,147 ± 0,036	- 0,36 ± 0,09	635	- 0,156 ± 0,039	- 0,33 ± 0,10	0,24	- 0,31
- 0,6	659	- 0,114 ± 0,039	- 0,31 ± 0,10	603	- 0,109 ± 0,040	- 0,24 ± 0,10	- 0,12	- 0,70
- 0,5	564	- 0,179 ± 0,041	- 0,51 ± 0,11	515	- 0,175 ± 0,043	- 0,44 ± 0,11	- 0,09	- 0,63
- 0,4	497	- 0,143 ± 0,044	- 0,47 ± 0,11	489	- 0,094 ± 0,045	- 0,38 ± 0,12	- 1,08	- 0,78
- 0,3	532	0,075 ± 0,043	0,21 ± 0,13	560	0,052 ± 0,042	0,13 ± 0,13	0,55	0,61
- 0,2	663	- 0,029 ± 0,039	- 0,18 ± 0,12	684	- 0,003 ± 0,038	- 0,15 ± 0,12	- 0,66	- 0,25
- 0,1	707	0,085 ± 0,037	0,23 ± 0,12	763	0,018 ± 0,036	- 0,01 ± 0,13	1,85	1,92
0,	490	0,039 ± 0,045	0,10 ± 0,19	588	0,180 ± 0,041	0,64 ± 0,15	- 3,25	- 3,2
0,1	225	- 0,013 ± 0,067	0,29 ± 0,31	316	0,0 ± 0,056	- 0,12 ± 0,24	- 0,21	1,52

T A B L E A U VIII

COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DE DEUX GROUPES
DIFFERENTS POUR DES LOTS DISTINCTS D'EVENEMENTS
T_π = 492 MeV - $|\Delta T| \leq 18$ MeV

$\cos \vartheta^*_\pi \pm 0,05$	Groupe I - Saclay			Groupe II - Caen			$\frac{\epsilon_I - \epsilon_{II}}{\overline{\Delta\epsilon}}$	$\frac{P_I - P_{II}}{\overline{\Delta P}}$
	Nombre événements	$\epsilon_I \pm \Delta\epsilon_I$	$P_I \pm \Delta P_I$	Nombre événements	$\epsilon_{II} \pm \Delta\epsilon_{II}$	$P_{II} \pm \Delta P_{II}$		
- 0,7	356	- 0,222 ± 0,052	- 0,68 ± 0,12	581	- 0,162 ± 0,041	- 0,50 ± 0,10	- 1,30	- 1,63
- 0,6	528	- 0,219 ± 0,043	- 0,65 ± 0,09	751	- 0,272 ± 0,035	- 0,73 ± 0,08	1,36	0,94
- 0,5	448	- 0,193 ± 0,046	- 0,65 ± 0,12	585	- 0,300 ± 0,040	- 0,85 ± 0,09	2,49	1,91
- 0,4	295	- 0,314 ± 0,055	- 0,87 ± 0,12	415	- 0,303 ± 0,047	- 0,80 ± 0,11	- 0,17	- 0,65
- 0,3	590	- 0,121 ± 0,041	- 0,35 ± 0,11	659	- 0,041 ± 0,041	- 0,25 ± 0,12	- 1,95	- 0,87
- 0,2	989	- 0,059 ± 0,032	- 0,19 ± 0,10	1162	- 0,032 ± 0,031	- 0,12 ± 0,09	- 0,88	- 0,74
- 0,1	844	0,008 ± 0,035	0,01 ± 0,10	850	- 0,094 ± 0,034	- 0,26 ± 0,11	2,53	2,55
0,	1560	0,0 ± 0,027	0,0 ± 0,08	1471	- 0,034 ± 0,028	- 0,10 ± 0,09	1,22	1,05
0,1	2012	- 0,004 ± 0,023	- 0,01 ± 0,08	1777	- 0,054 ± 0,025	- 0,05 ± 0,09	2,09	0,47
0,2	1798	- 0,037 ± 0,025	- 0,22 ± 0,10	1677	0,028 ± 0,030	0,07 ± 0,10	- 2,04	- 1,50
0,3	437	0,039 ± 0,048	0,12 ± 0,20	603	0,008 ± 0,041	- 0,22 ± 0,17	0,7	0,54
0,4	327	0,009 ± 0,055	0,03 ± 0,29	467	- 0,039 ± 0,046	- 0,11 ± 0,25	1,	0,52
0,5	76	- 0,197 ± 0,112		111	- 0,072 ± 0,095			

SISYR\11420

i) Les efficacités de détection e_g, e_d (voir appendice B), pour les diffusions à gauche et à droite, ont été mesurées séparément, fournissant une mesure du biais défini par :

$$a = \frac{e_g - e_d}{e_g + e_d} ;$$

le tableau VI montre quelques résultats de mesure. L'efficacité du dépouillement varie notablement avec les dépouilleurs. Elle est estimée à 80%, en valeur moyenne, pour toute l'expérience. (a) a toujours été trouvé compatible avec zéro. Pour 85% des événements analysés, le vertex de la collision p-C a toujours été trouvé dans la même plaque, l'écart pour les événements restants n'excédant jamais une plaque.

ii) Deux mesures indépendantes, effectuées sur 7500 mêmes événements (T_π = 414 MeV - à 43°), et par des opérateurs différents, donnent un facteur de mérite moyen de 0,35 (valeur maximum : 0,8) pour dix points de la distribution angulaire de la polarisation $P(\cos \vartheta_\pi^*)$.

iii) Le tableau VII montre une comparaison entre des résultats relatifs à une série de films (T_π = 414 MeV - 33° G) dépouillés et analysés deux fois. Ces films ont été choisis en raison de leur qualité médiocre (chute accidentelle de l'efficacité de la chambre pendant cette seule période de l'expérience). Si l'efficacité du dépouillement était de 100%, le facteur de mérite obtenu devrait être du même ordre de grandeur que celui de la mesure précédente. Le fait qu'il soit plus grand ici (valeur moyenne ~ 1) doit être attribué au surplus des événements trouvés dans l'un ou l'autre dépouillement. Un facteur de mérite plus grand que 1 est observé pour les protons de plus basse énergie. Cela s'explique par une dépendance plus grande des critères du dépouillement et de l'analyse, en raison de leur faible parcours résiduel (une grande fraction n'a que trois à quatre étincelles après diffusion).

Si néanmoins, un biais dû à l'efficacité partielle du dépouillement existait, il s'éliminerait dans la moyenne des résultats relatifs aux positions G et D de la chambre.

iv) Le tableau VIII donne la distribution angulaire de l'asymétrie horizontale et de la polarisation, à T_π = 492 MeV, obtenue séparément par les groupes de Saclay et de Caen, pour des lots distincts d'événement La valeur moyenne du facteur de mérite, ~ 1, est bonne puisque la valeur attendue pour deux lots d'événements statistiquement indépendants, en l'absence de biais de mesure, est égale à $\sqrt{2}$. La mesure à 414 MeV donne des résultats presque aussi bons.

2. Asymétrie parasite instrumentale

i) Dépendance de l'asymétrie horizontale ϵ_H et de la polarisation avec la localisation des événements dans la chambre : la comparaison entre des résultats, relatifs à des événements situés dans des régions différentes du champ optique, est la seule façon de mettre en évidence l'effet des aberrations (cf. II.C.III). Les mesures avec la chambre à G ou à D permettent encore, du fait du changement de signe de la polarisation, de détecter un biais dans le dépouillement et la mesure, qui conserverait le même signe pour les positions G et D.

Les tableaux IX et X donnent les résultats pour chaque énergie des π incidents et pour chaque angle (G et D) de la chambre, avec le critère d'élasticité $|T_C - T_R| < 18$ MeV. La figure 24 montre la distribution angulaire (G+D) de $\epsilon_H(\cos\vartheta_\pi^*)$ à 414 et 492 MeV pour chaque position angulaire de la chambre. L'accord des résultats est satisfaisant. Toutefois, une analyse plus approfondie permet de constater l'existence d'une asymétrie parasite, d'autant plus marquée que les événements sont proches des bords de la chambre, et qu'ils correspondent à des protons dont l'angle d'entrée est plus incliné par rapport à la normale aux plaqu Ces événements ont été rejetés dans la compilation finale.

Le tableau XI donne après ces coupures, les distributions angulaires totale G et D de ϵ_H, ϵ_V et $P(\cos\vartheta_\pi^*)$. Les figures 25 et 26 illustrent l'accord entre les divers résultats.

RESULTATS A T_{π^+} = 492 MeV ($|\Delta T| < 18$ MeV)

ϑ_{CE}	cos ϑ^*_π ± 0,05	Position gauche					Position droite				
		Bons événements	Evénements élastiques $\|\Delta T\| < 18$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V $(\Delta\epsilon_V \simeq \Delta\epsilon_H)$	P ± ΔP	Bons événements	Evénements élastiques $\|\Delta T\| < 18$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP
30°	- 0,7	506	276	- 0,239 ± 0,058	- 0,054	- 0,65 ± 0,12	1121	610	- 0,184 ± 0,040	0,036	- 0,53 ± 0,10
	- 0,6	837	449	- 0,223 ± 0,046	- 0,036	- 0,65 ± 0,10	1385	799	- 0,274 ± 0,034	0,013	- 0,72 ± 0,08
	- 0,5	661	393	- 0,232 ± 0,049	- 0,003	- 0,74 ± 0,11	1050	640	- 0,261 ± 0,038	0,053	- 0,79 ± 0,09
	- 0,4	465	247	- 0,275 ± 0,061	0,093	- 0,87 ± 0,13	798	463	- 0,320 ± 0,044	0,028	- 0,83 ± 0,10
	- 0,3	498	309	- 0,110 ± 0,057	0,006	- 0,30 ± 0,15	821	559	- 0,057 ± 0,042	0,013	- 0,36 ± 0,11
	- 0,2	587	431	- 0,032 ± 0,048	0,014	- 0,23 ± 0,12	980	756	- 0,071 ± 0,036	0,066	- 0,20 ± 0,09
	- 0,1	453	354	- 0,116 ± 0,053	- 0,003	- 0,44 ± 0,16	565	470	- 0,057 ± 0,046	0,021	- 0,45 ± 0,14
42° 30	- 0,3	244	136	- 0,176 ± 0,084	0,007	- 0,47 ± 0,22	249	168	- 0,036 ± 0,077	0,024	- 0,04 ± 0,21
	- 0,2	472	327	- 0,061 ± 0,055	- 0,080	- 0,14 ± 0,14	577	417	- 0,007 ± 0,049	- 0,084	0,0 ± 0,14
	- 0,1	872	618	- 0,060 ± 0,040	0,006	- 0,24 ± 0,12	961	710	0,003 ± 0,038	0,039	0,02 ± 0,11
	0,	1280	1021	- 0,018 ± 0,031	0,039	- 0,03 ± 0,10	1434	1178	- 0,016 ± 0,029	- 0,006	- 0,11 ± 0,09
	0,1	1537	1317	- 0,055 ± 0,028	0,018	- 0,17 ± 0,10	1666	1441	- 0,013 ± 0,026	0,033	- 0,05 ± 0,11
	0,2	1258	1126	0,010 ± 0,030	0,040	- 0,05 ± 0,13	1265	1127	0,006 ± 0,030	0,011	0,03 ± 0,14
	0,3	586	531	0,056 ± 0,043	- 0,026	0,23 ± 0,23	496	460	0,143 ± 0,046	0,015	0,75 ± 0,23
50°	- 0,3						150	77	- 0,026 ± 0,114	- 0,091	- 0,10 ± 0,30
	- 0,2						279	179	- 0,006 ± 0,075	- 0,156	- 0,08 ± 0,20
	- 0,1						525	366	- 0,101 ± 0,052	- 0,044	- 0,20 ± 0,15
	0,						890	732	- 0,015 ± 0,037	- 0,014	0,02 ± 0,11
	0,1						1237	1031	0,028 ± 0,031	0,033	0,15 ± 0,11
	0,2						1414	1228	- 0,049 ± 0,029	0,007	- 0,16 ± 0,10
	0,3						1171	1040	0,021 ± 0,031	- 0,026	- 0,07 ± 0,14
	0,4						846	794	- 0,019 ± 0,035	0,001	- 0,05 ± 0,18

TABLEAU X

RESULTATS A T_{π^-} = 414 MeV ($|\Delta T| < 18$ MeV)

ϑ_{CE}	cos ϑ^*_π ± 0,05	Position gauche					Position droite				
		Bons événements	Evénements élastiques $\|\Delta T\| < 18$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP	Bons événements	Evénements élastiques $\|\Delta T\| < 18$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP
33°	- 0,8	745	414	- 0,063 ± 0,049	0,014	- 0,17 ± 0,12	275	125	- 0,104 ± 0,089	0,	- 0,24 ± 0,20
	- 0,7	1231	769	- 0,147 ± 0,036	- 0,030	- 0,36 ± 0,09	538	340	- 0,212 ± 0,053	0,074	- 0,45 ± 0,14
	- 0,6	1139	659	- 0,114 ± 0,039	- 0,071	- 0,31 ± 0,10	608	416	- 0,137 ± 0,049	0,082	- 0,43 ± 0,12
	- 0,5	919	564	- 0,179 ± 0,041	0,050	- 0,51 ± 0,11	536	363	- 0,157 ± 0,052	0,041	- 0,38 ± 0,13
	- 0,4	781	497	- 0,143 ± 0,044	- 0,044	- 0,47 ± 0,11	472	320	- 0,178 ± 0,055	0,078	- 0,56 ± 0,15
	- 0,3	796	532	0,075 ± 0,043	0,049	0,21 ± 0,13	516	344	0,023 ± 0,054	- 0,009	- 0,17 ± 0,17
	- 0,2	891	663	- 0,029 ± 0,039	- 0,030	- 0,18 ± 0,12	686	521	0,027 ± 0,044	0,019	0,07 ± 0,14
	- 0,1	905	707	0,085 ± 0,037	0,007	0,23 ± 0,12	814	650	- 0,020 ± 0,039	0,0	- 0,19 ± 0,13
	0,	606	490	0,039 ± 0,045	- 0,022	0,10 ± 0,19	691	584	- 0,003 ± 0,041	0,086	- 0,05 ± 0,16
	0,1	270	220	- 0,013 ± 0,067	- 0,129	0,28 ± 0,31	409	359	0,025 ± 0,053	- 0,008	- 0,07 ± 0,23
	0,2	61	43	- 0,093 ± 0,135	0,023	- 0,20 ± 0,80	109	100	- 0,060 ± 0,100	0,040	- 0,68 ± 0,57
43°	- 0,6	147	90	- 0,223 ± 0,114	- 0,130	- 0,70 ± 0,26	211	133	- 0,012 ± 0,079	0,055	0,03 ± 0,23
	- 0,5	248	60	- 0,049 ± 0,081	- 0,025	- 0,26 ± 0,22	272	193	- 0,065 ± 0,074	0,150	- 0,18 ± 0,19
	- 0,4	281	186	0,045 ± 0,077	- 0,043	0,13 ± 0,20	274	189	- 0,033 ± 0,072	0,096	- 0,17 ± 0,19
	- 0,3	270	204	- 0,029 ± 0,073	- 0,066	- 0,02 ± 0,20	298	227	0,011 ± 0,066	0,083	0,22 ± 0,19
	- 0,2	406	311	0,096 ± 0,059	- 0,003	0,25 ± 0,18	436	347	0,098 ± 0,054	- 0,031	0,22 ± 0,16
	- 0,1	536	450	- 0,002 ± 0,050	0,002	0,19 ± 0,16	555	452	0,056 ± 0,047	0,034	0,18 ± 0,16
	0,	613	531	- 0,012 ± 0,043	- 0,126	0,21 ± 0,15	588	514	0,012 ± 0,042	- 0,015	0,05 ± 0,17
	0,1	677	619	0,037 ± 0,042	0,010	0,06 ± 0,17	646	591	0,024 ± 0,041	- 0,027	0,04 ± 0,19
	0,2	552	510	- 0,024 ± 0,046	0,096	- 0,29 ± 0,22	550	511	0,028 ± 0,043	- 0,039	0,18 ± 0,20
	0,3	280	259	0,076 ± 0,063	0,006	0,18 ± 0,38	264	247	0,013 ± 0,064	0,210	- 0,15 ± 0,40

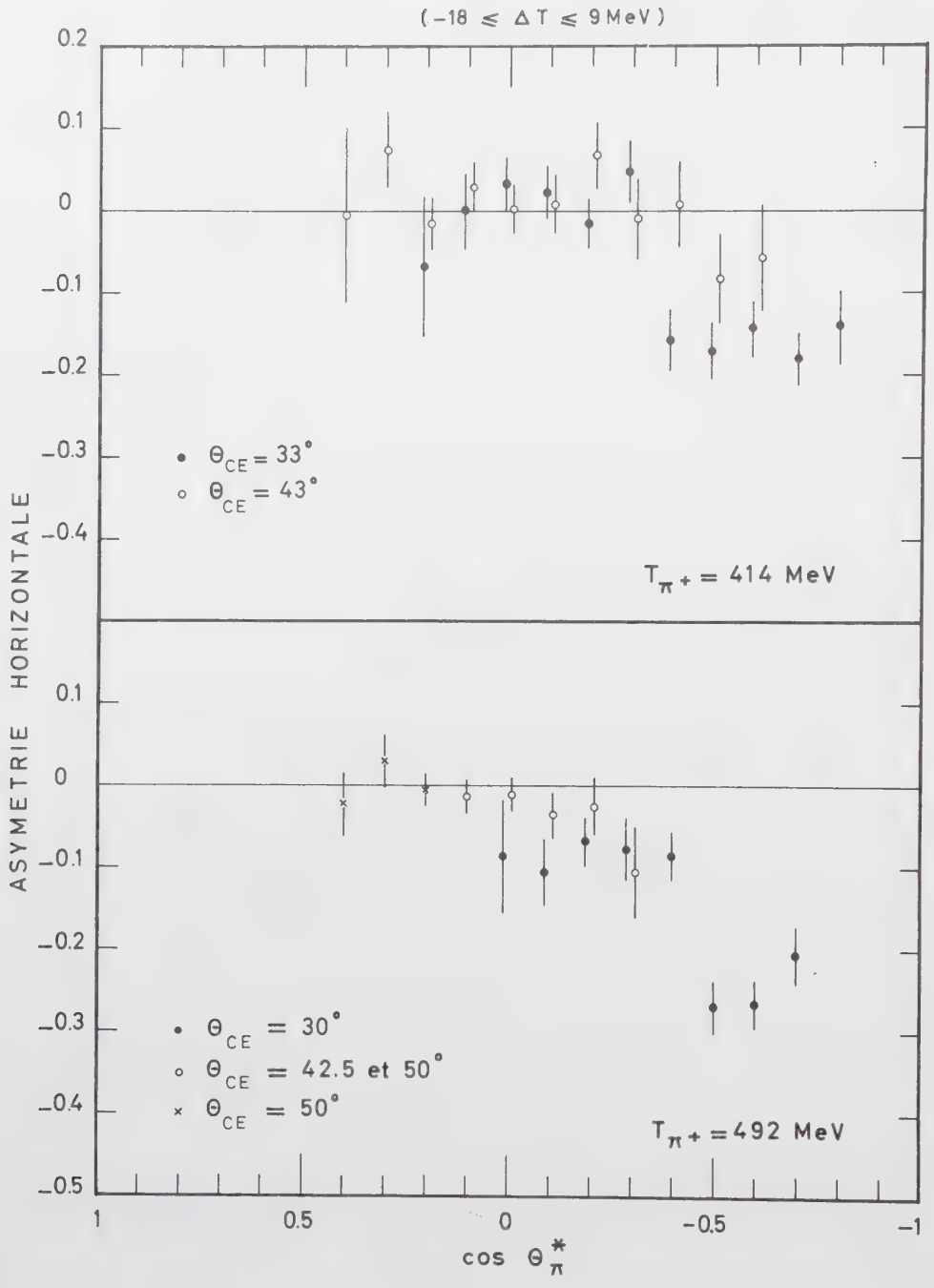


Fig. 24 - Diffusion élastique $\pi^+ p$. Asymétrie horizontale des collisions p-C, en fonction de l'angle de diffusion du π dans le C.M. à T_π = 414 et 492 MeV, pour des positions angulaires ϑ_{CE} différentes de la chambre par rapport à l'axe du faisceau.

T A B L E A U XI

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES ASYMETRIES, HORIZONTALE ϵ_H ET VERTICALE ϵ_V,
DES COLLISIONS p-C, ET DE LA POLARISATION POUR LES POSITIONS SYMETRIQUES
GAUCHE ET DROITE DE LA CHAMBRE PAR RAPPORT AU FAISCEAU

	T_{π^+} = 414 MeV - $\lvert\Delta T\rvert$ < 18 MeV						T_{π^+} = 492 MeV - $\lvert\Delta T\rvert$ < 18 MeV					
	Position gauche			Position droite			Position gauche			Position droite		
$\cos\theta_\pi^*$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	P ± ΔP
- 0,8	- 0,063 ± 0,049	0,014	- 0,17 ± 0,12	- 0,104 ± 0,089	0,0	- 0,24 ± 0,10						
- 0,7	- 0,147 ± 0,036	- 0,030	- 0,36 ± 0,09	- 0,212 ± 0,053	0,074	- 0,45 ± 0,14	- 0,239 ± 0,058	- 0,054	- 0,65 ± 0,12	- 0,184 ± 0,040	0,036	- 0,53 ± 0,10
- 0,6	- 0,114 ± 0,039	- 0,071	- 0,31 ± 0,10	- 0,137 ± 0,049	0,082	- 0,43 ± 0,12	- 0,223 ± 0,046	- 0,036	- 0,65 ± 0,10	- 0,274 ± 0,034	0,013	- 0,72 ± 0,08
- 0,5	- 0,152 ± 0,037	0,035	- 0,46 ± 0,10	- 0,127 ± 0,043	0,077	- 0,31 ± 0,11	- 0,232 ± 0,049	- 0,003	- 0,74 ± 0,11	- 0,261 ± 0,038	0,053	- 0,79 ± 0,09
- 0,4	- 0,097 ± 0,038	- 0,044	- 0,35 ± 0,11	- 0,125 ± 0,044	0,085	- 0,42 ± 0,12	- 0,275 ± 0,061	0,093	- 0,87 ± 0,13	- 0,320 ± 0,044	0,028	- 0,83 ± 0,10
- 0,3	0,048 ± 0,037	0,019	0,14 ± 0,11	0,018 ± 0,042	0,028	0,0 ± 0,12	- 0,131 ± 0,047	0,006	- 0,35 ± 0,13	- 0,050 ± 0,035	- 0,014	- 0,27 ± 0,10
- 0,2	- 0,017 ± 0,033	- 0,020	- 0,04 ± 0,10	0,055 ± 0,034	0,0	0,13 ± 0,09	- 0,044 ± 0,036	- 0,026	- 0,19 ± 0,11	- 0,061 ± 0,027	- 0,009	- 0,13 ± 0,08
- 0,1	0,060 ± 0,030	0,006	0,18 ± 0,11	0,011 ± 0,030	0,014	- 0,03 ± 0,10	- 0,060 ± 0,040	0,006	- 0,24 ± 0,12	- 0,033 ± 0,031	0,010	- 0,06 ± 0,09
0,	- 0,014 ± 0,031	- 0,074	0,16 ± 0,12	0,004 ± 0,030	0,035	0,0 ± 0,10	- 0,018 ± 0,031	0,039	- 0,03 ± 0,10	- 0,015 ± 0,023	- 0,009	- 0,05 ± 0,08
0,1	0,023 ± 0,036	0,029	0,11 ± 0,15	0,024 ± 0,032	0,020	0,0 ± 0,14	- 0,055 ± 0,028	- 0,018	- 0,17 ± 0,10	0,004 ± 0,020	0,033	0,04 ± 0,08
0,2	- 0,024 ± 0,046	0,096	- 0,29 ± 0,22	0,028 ± 0,043	- 0,039	0,18 ± 0,20	0,010 ± 0,030	0,040	- 0,05 ± 0,13	- 0,022 ± 0,021	0,009	- 0,09 ± 0,13
0,3	0,076 ± 0,063	0,006	0,18 ± 0,38	0,013 ± 0,064	0,210	- 0,15 ± 0,40				0,021 ± 0,031	- 0,026	- 0,07 ± 0,14
0,4										- 0,019 ± 0,035	0,001	- 0,05 ± 0,18

Coupures angulaires des protons de recul à :

T_π = 492 MeV : Position θ_{CE} = 30° : $\cos\theta_\pi^* < -0,15$
" θ_{CE} = 42°30 : $\cos\theta_\pi^* < 0,25$
" θ_{CE} = 50° : $\cos\theta_\pi^* < 0,25$

T_π = 414 MeV : θ_{CE} = 33° : $\cos\theta_\pi^* < 0,15$
θ_{CE} = 43° : $-0,55 < \cos\theta_\pi^* < 0,35$

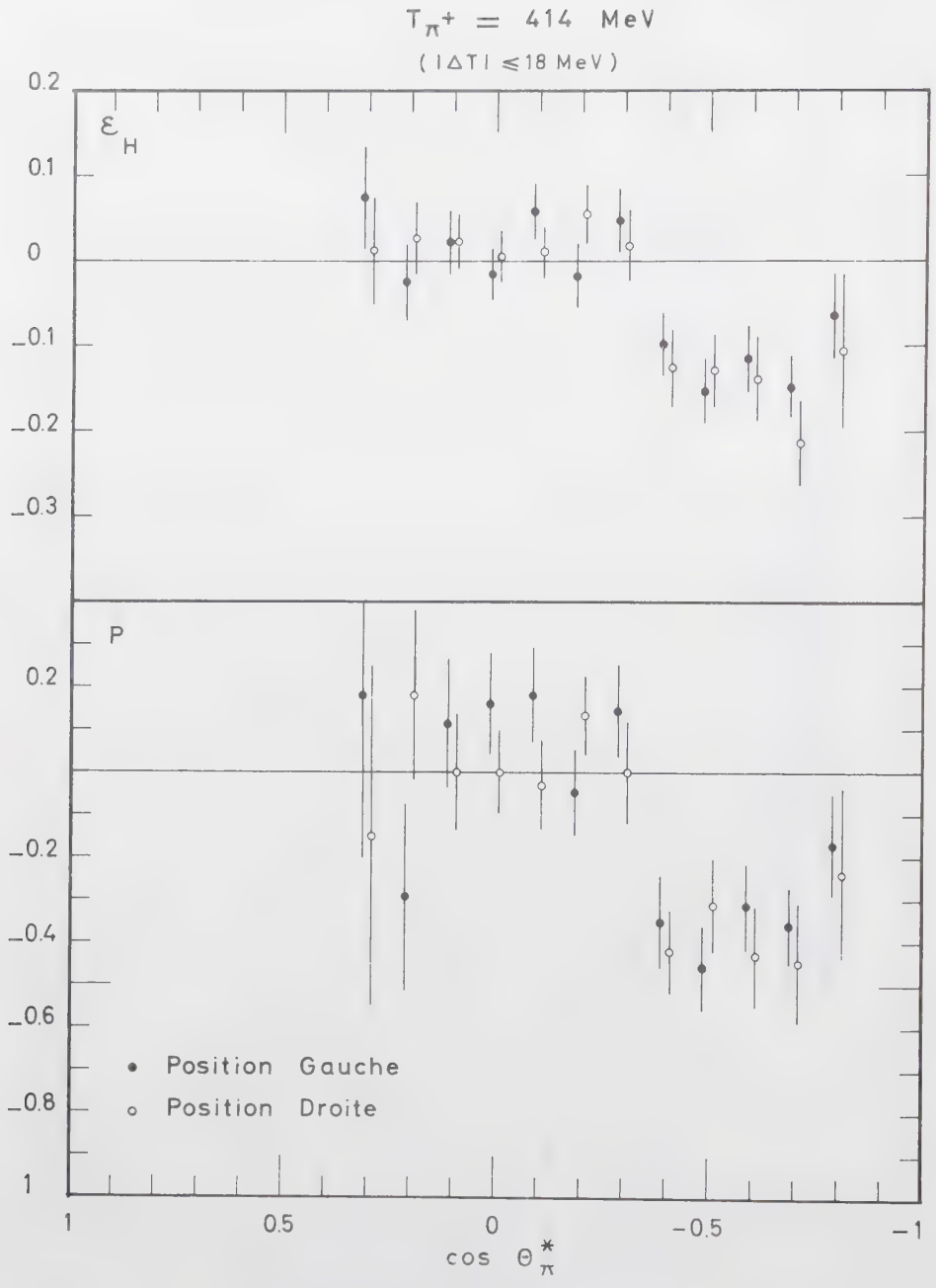


Fig. 25 - Distributions angulaires de l'asymétrie horizontale des collisions p-C et de la polarisation du proton de recul à T_π = 414 MeV, la chambre étant positionnée à gauche et à droite symétriquement par rapport à l'axe du faisceau.

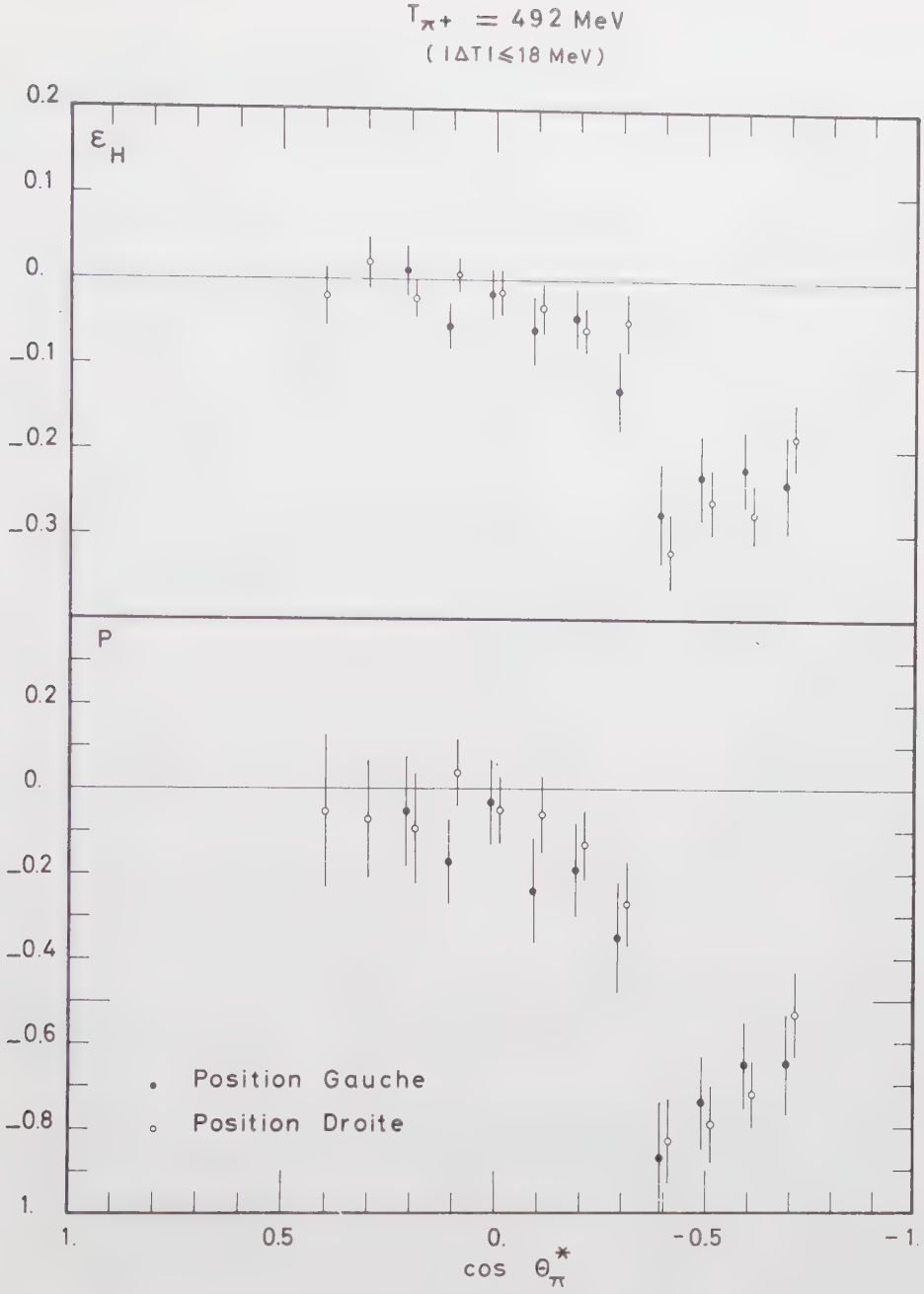


Fig. 26 - Distributions angulaires de l'asymétrie horizontale des collisions p-C et de la polarisation du proton de recul à T_π = 492 MeV, la chambre étant positionnée à gauche et à droite symétriquement par rapport à l'axe du faisceau.

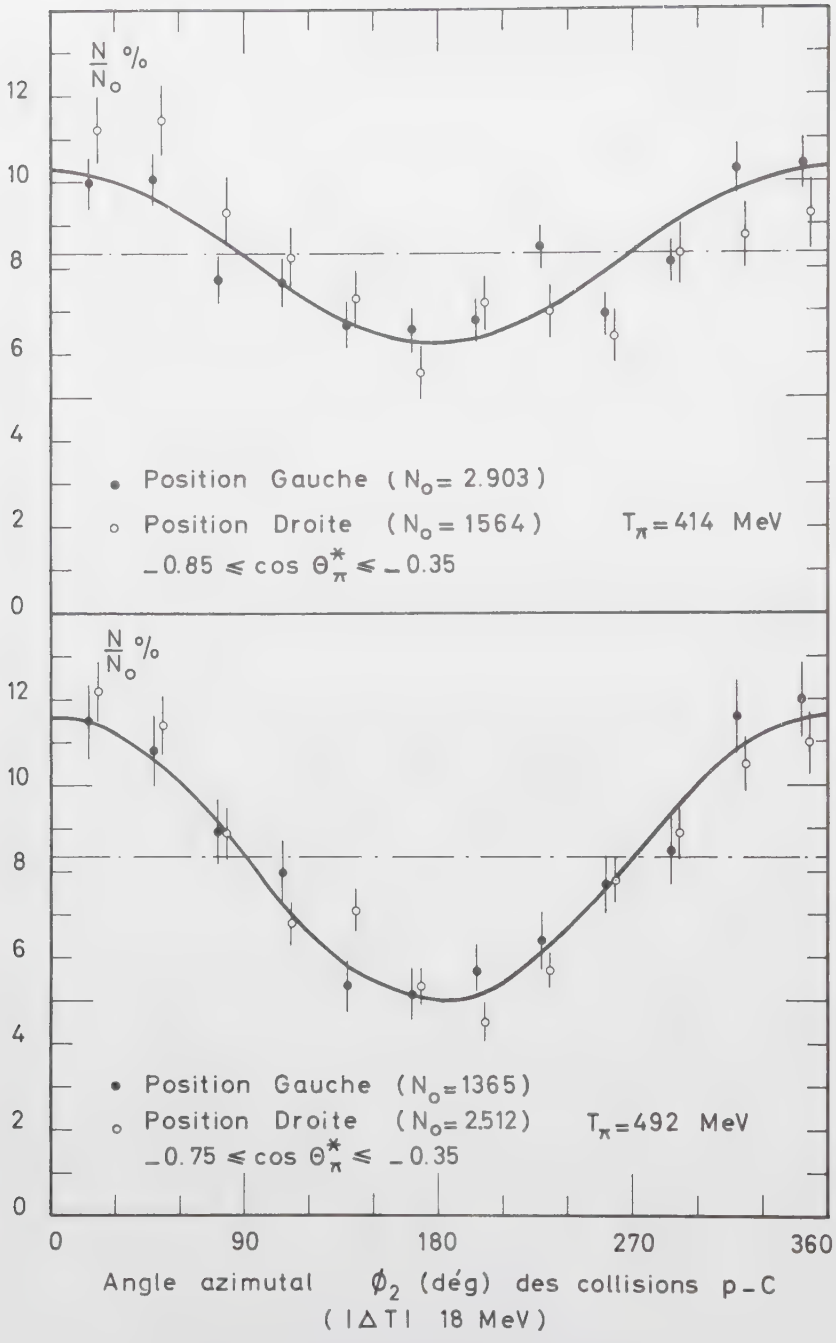


Fig. 27 - Distributions azimutales des collisions p-C.
La cosinusoïde tracée correspond à la distribution théorique la mieux adaptée aux résultats expérimentaux.

ii) Asymétrie verticale ϵ_V : en raison de la conservation de la parité dans les interactions fortes, l'asymétrie verticale doit être nulle. Ce fait constitue un autre test de la cohérence des mesures.

La figure 27 montre deux distributions azimutales typiques des diffusions p-C. La condition incluse dans le programme de reconstruction des événements, d'assujettir l'acceptation d'une collision à celle de la collision "réfléchie" correspondante (cf. III.A.), n'introduit aucun biais à la mesure de ϵ_V, mais pourrait écarter d'une cosinusoïde la distribution de Φ_2.

Les distributions angulaires $\epsilon_V(\cos\vartheta_\pi^*)$, G et D, sont montrées sur la Fig. 28. A 492 MeV, l'asymétrie verticale est toujours compatible avec zéro, dans les limites de la précision statistique. A T_π = 414 MeV, on remarque par contre un écart G-D qui se compense lorsque tous les événements sont groupés. Cette différence est liée à une légère anisotropie de l'efficacité de détection η (cf. II.B.) de la chambre, visible sur la Fig. 27. η apparaît cependant symétrique par rapport à $\Phi_2 = \pi/2$, et satisfait de la sorte, la condition nécessaire pour ne pas altérer l'estimation de la polarisation.

II. ERREURS DUES AUX INCERTITUDES SUR LA CONNAISSANCE DU POUVOIR ANALYSEUR DU CARBONE

L'incertitude avec laquelle le sous-programme POLAR (cf. III.B.) détermine pour chaque collision p-C, le pouvoir analyseur correspondant $P_2(\vartheta_2, T_2, \Delta T_i)$ dépend :

- des erreurs qui affectent les données expérimentales utilisées;
- des erreurs commises dans l'interpolation de P_2^* et de P_{2max};
- des incertitudes sur le pouvoir analyseur du carbone pour les collisions inélastiques.

L'inclusion des premiers états excités du carbone, non résolus (4,4 et 9,6 MeV), augmente peu l'erreur : la distribution angulaire de la polarisation pour ces états est sensiblement de même amplitude que celle des diffusions élastiques, mais déplacée vers les plus grands angl (Fig. 2). Par contre, pour des énergies d'excitation plus fortes, l'erreur croît notablement par l'incertitude importante qui affecte la p risation et la section efficace différentielle.

1. Diffusion élastique p-C : erreurs dues au sous-programme POLAR

Une estimation très approximative, de l'erreur commise sur la détermination de la polarisation P_1 des protons de recul, a été effectué à partir de l'expression de la valeur la plus probable P_1^* de P_1, donnée par la méthode du maximum de vraisemblance (cf. II.B.) :

$$\sum \frac{P_2 \cdot \cos\Phi_2}{1 + P_1^* \cdot P_2 \cdot \cos\Phi_2} = 0.$$

Si une polarisation erronée $P_2' = P_2 + dP_2$ est utilisée, une valeur différente $P_1'^* = P_1^* + dP_1^*$ de P_1^* est trouvée, telle que :

$$\sum \frac{P_2' \cdot \cos\Phi_2}{1 + P_1'^* \cdot P_2' \cdot \cos\Phi_2} = 0.$$

En développant cette expression jusqu'au premier ordre, on trouve une expression de l'erreur :

$$dP_1^* = \frac{\sum \frac{\cos\Phi \cdot dP_2}{(1 + P_1^* P_2 \cdot \cos\Phi_2)^2}}{\sum \frac{\cos^2\Phi \cdot P_2^2}{(1 + P_1^* P_2 \cdot \cos\Phi_2)^2}}$$

La variation de l'erreur avec l'énergie, si $P_1^* = 1$, est montré sur la Fig. 29, lorsqu'on prend en considération :

- les erreurs statistiques des données expérimentales;
- les erreurs maxima estimées, commises en effectuant la doub interpolation.

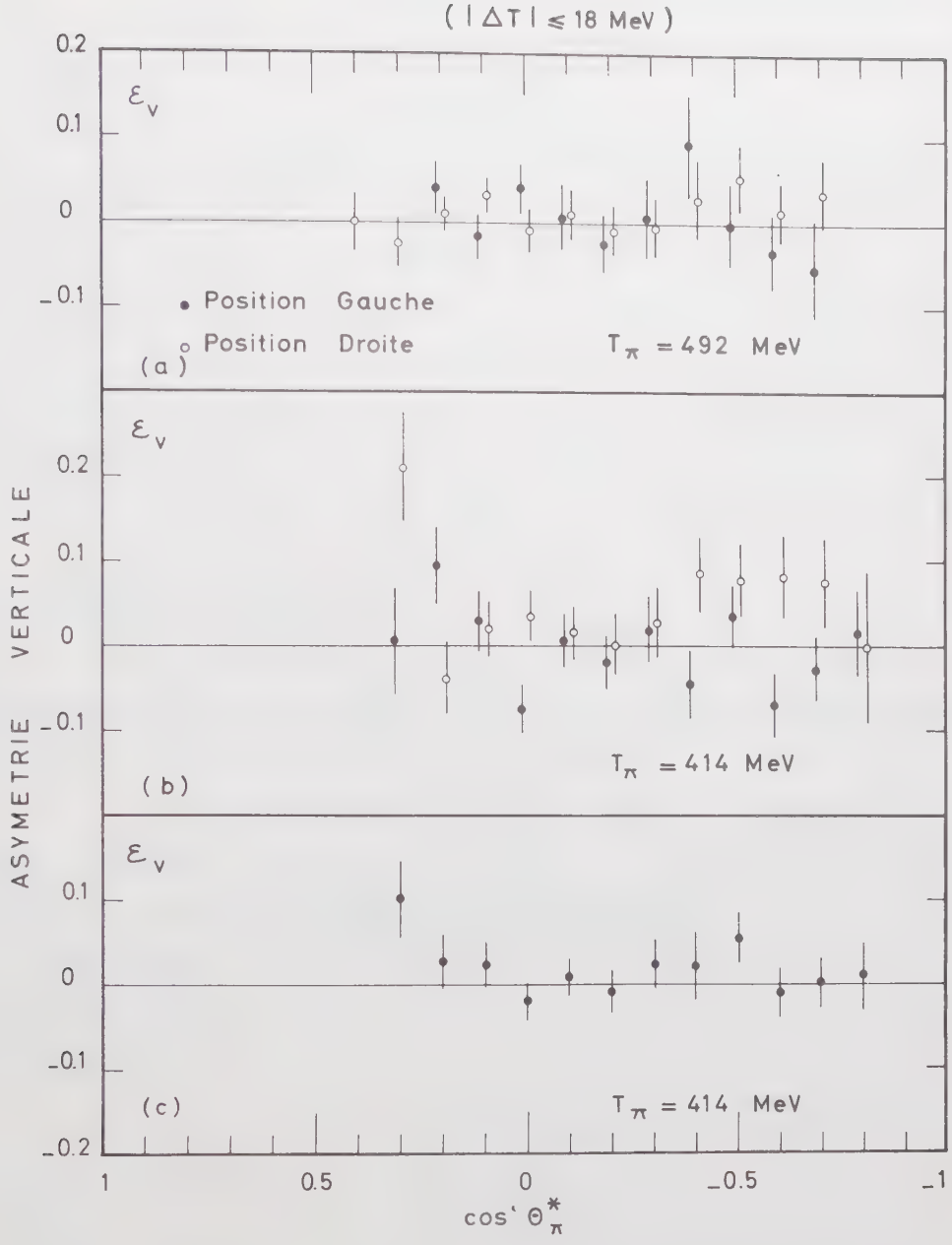


Fig. 28 - Distributions de l'asymétrie verticale des collisions p-C, en fonction de l'angle de diffusion du π dans le C.M., pour des positions symétriques gauche et droite de la chambre par rapport au faisceau (Figs a et b) et lorsque tous les événements sont groupés (Fig. c).

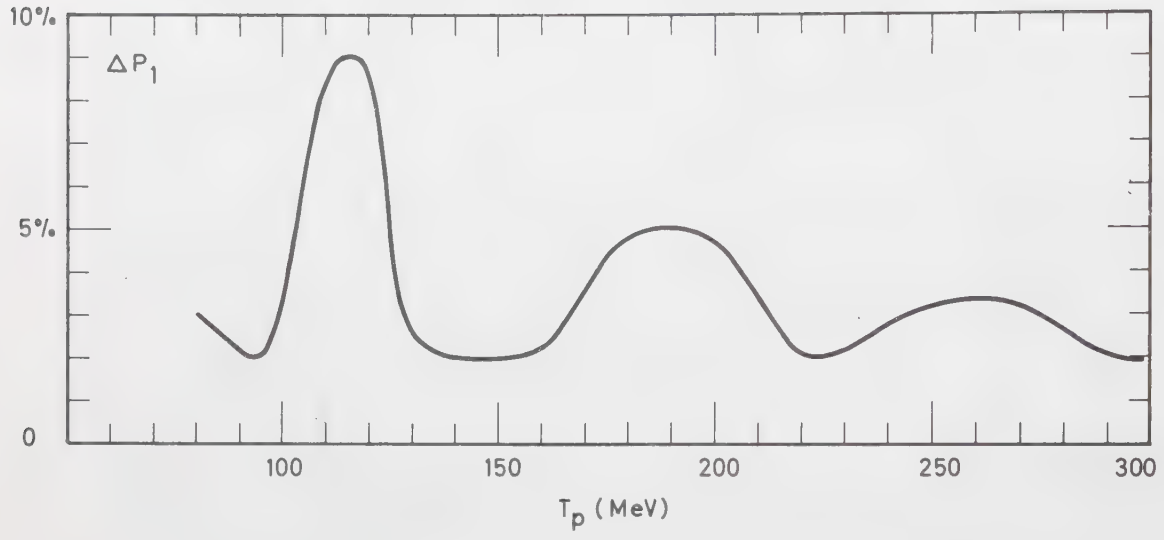


Fig. 29 - Estimation approximative de l'erreur commise sur la mesure de P_1 pour des protons complètement polarisés ($P_1 = 1$), analysés par une diffusion sur le carbone à l'énergie T_p.

L'erreur est évidemment maximale dans la région de 95 à 135 MeV, où P_{2max} variant très vite (Fig. 18), il manque des informations expérimentales.

Pour des protons mono-cinétiques, dont l'énergie au moment de la collision peut varier de 100 MeV à l'énergie maximum de 250 MeV, on peut estimer que l'erreur systématique commise sur P_1 est de l'ordre de 4% si $P_1 = 1$.

Ce résultat est compatible avec la valeur rapportée par R. Eandi[18] qui estima à 6% les erreurs systématiques maxima dues à P_2, en effectuant dans l'analyse de ses données, une variation systématique de 0,05 à toutes les valeurs de P_2 incluses dans ses tables[35].

2. Diffusion inélastique p-C

La résolution en énergie finie (± 11 MeV) entraîne l'inclusion d'une fraction des collisions inélastiques p-C, qui dépend des limites imposées à l'écart $\Delta T = T_C - T_R$ (cf. II.A.).

Comme le pouvoir analyseur P_2 diminue en fonction de l'énergie cédée au carbone, les tables utilisées de P_2 ont dues être établies suivant la valeur de $|\Delta T|_{max}$ adoptée (cf. III.B.II.). Les tableaux XII et XIII donnent l'ensemble des résultats obtenus pour deux valeurs de ΔT_{max}. Les asymétries sont égales à la valeur moyenne pondérée de toutes les mesures, soit :

$$\epsilon = \frac{\sum_i \frac{\epsilon_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}$$

σ_i = erreur statistique affectant ϵ_i.

Les valeurs de la polarisation du proton de recul, sont celles qui rendent maximales le produit de vraisemblance effectué sur tous les événements de la bande $\cos\vartheta_\pi^* \pm 0{,}05$ concernée. Les figures 30 et 31 montrent les distributions angulaires correspondantes. On remarque qu'une diminution de la contribution des inélastiques augmente l'asymétrie horizontale dans la région où la polarisation est grande.

Pour ces deux sélections, les valeurs de la polarisation devraient être égales, si la correction apportée à l'estimation de P_2 est correcte. Les écarts trouvés entre les deux calculs indiquent une surestimation de P_2 pour les collisions inélastiques à plus grand transfert d'énergie.

L'erreur systématique moyenne $\overline{\Delta P}$, évaluée à 0,015, est faible par rapport à l'erreur statistique.

Nous considèrerons cependant, comme valeur la plus probable de la polarisation, celle pour laquelle la contribution des inélastiques est la plus faible, l'erreur statistique restant sensiblement la même.

III. POUVOIR ANALYSEUR EFFECTIF MOYEN

Le tableau XIII donne en colonne 8, la valeur de la polarisation P_1 calculée par la relation $P_1 = \epsilon_H / < P_2 \cos \Phi_2 >$. Les valeurs correspondantes du pouvoir analyseur effectif moyen sont indiquées en colonne 4. Les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par la méthode du maximum de vraisemblance (Fig. 32).

T A B L E A U XII

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES ASYMETRIES HORIZONTALE ET VERTICALE,
ET DE LA POLARISATION A T_π = 414 MeV POUR DES LIMITES D'ACCEPTANCE
DIFFERENTES DU PARAMETRE D'ELASTICITE $\Delta T = E_C - E_R$

$\cos \theta^*_\pi$	$\bar{T}_p$ MeV	$-18 \leq \Delta T \leq +18$ MeV				$-18 \leq \Delta T \leq +9$ MeV			
		Nombre événements	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	$P \pm \Delta P$	Nombre événements	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	$P \pm \Delta P$
- 0,8	248	539	- 0,073 ± 0,043	0,010	- 0,190 ± 0,100	443	- 0,140 ± 0,046	0,018	- 0,410 ± 0,110
- 0,7	224	1109	- 0,167 ± 0,030	0,003	- 0,390 ± 0,070	897	- 0,179 ± 0,033	0,008	- 0,440 ± 0,080
- 0,6	210	1075	- 0,123 ± 0,031	- 0,011	- 0,360 ± 0,075	922	- 0,140 ± 0,034	0,006	- 0,375 ± 0,080
- 0,5	196	1280	- 0,143 ± 0,028	0,056	- 0,390 ± 0,070	1054	- 0,146 ± 0,031	0,052	- 0,405 ± 0,070
- 0,4	182	1192	- 0,111 ± 0,029	0,020	- 0,375 ± 0,075	999	- 0,101 ± 0,032	0,028	- 0,420 ± 0,090
- 0,3	168	1307	0,033 ± 0,028	0,023	0,075 ± 0,085	1123	0,028 ± 0,030	0,031	0,050 ± 0,085
- 0,2	153	1842	0,019 ± 0,024	- 0,010	0,035 ± 0,075	1578	- 0,006 ± 0,025	- 0,026	0,030 ± 0,080
- 0,1	140	2259	0,035 ± 0,021	0,010	0,080 ± 0,065	1959	- 0,015 ± 0,022	0,012	0,050 ± 0,085
0,	124	2119	- 0,005 ± 0,021	- 0,020	0,075 ± 0,080	1822	0,016 ± 0,022	- 0,003	0,080 ± 0,085
0,1	112	1794	0,023 ± 0,024	0,024	0,055 ± 0,100	1538	0,023 ± 0,026	- 0,021	0,040 ± 0,115
0,2	98	1021	0,003 ± 0,031	0,028	- 0,045 ± 0,150	897	- 0,016 ± 0,032	0,041	- 0,150 ± 0,165
0,3	64	506	0,045 ± 0,045	0,108	0,030 ± 0,260	470	0,074 ± 0,045	0,096	0,210 ± 0,300

T A B L E A U XIII

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES ASYMETRIES HORIZONTALE ET VERTICALE
ET DE LA POLARISATION A T_π = 492 MeV POUR DES LIMITES
D'ACCEPTANCE DIFFERENTES DU PARAMETRE D'ELASTICITE $\Delta T = E_C - E_R$

$\cos \theta^*_\pi$	$\bar{T}_p$ MeV	$-18 \leq \Delta T \leq +18$ MeV					$-18 \leq \Delta T \leq 9$ MeV			
		Nombre événements	$\langle P_z \cdot \cos\Phi_z \rangle$	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	$P \pm \Delta P$ max. vrais.	$\frac{\epsilon_H}{\langle P_z \cdot \cos\Phi_z \rangle}$	Nombre événements	$\epsilon_H \pm \Delta\epsilon$	ϵ_V	$P \pm \Delta P$ max. vrais.
- 0,7	274	886	0,379	- 0,201 ± 0,033	0,007	- 0,565 ± 0,080	- 0,530 ± 0,090	754	- 0,205 ± 0,036	- 0,001	- 0,565 ± 0,080
- 0,6	258	1248	0,382	- 0,255 ± 0,027	- 0,005	- 0,695 ± 0,065	- 0,670 ± 0,070	998	- 0,266 ± 0,031	- 0,006	- 0,720 ± 0,065
- 0,5	240	1033	0,351	- 0,250 ± 0,031	0,032	- 0,770 ± 0,075	- 0,715 ± 0,090	864	- 0,267 ± 0,033	0,043	- 0,800 ± 0,075
- 0,4	224	710	0,345	- 0,305 ± 0,036	0,050	- 0,830 ± 0,080	- 0,885 ± 0,105	602	- 0,319 ± 0,039	0,068	- 0,845 ± 0,085
- 0,3	205	1249	0,329	- 0,079 ± 0,028	0,0	- 0,305 ± 0,075	- 0,240 ± 0,085	1044	- 0,086 ± 0,031	0,012	- 0,905 ± 0,080
- 0,2	188	2110	0,308	- 0,055 ± 0,022	- 0,002	- 0,155 ± 0,060	- 0,180 ± 0,070	1749	- 0,052 ± 0,024	0,002	- 0,190 ± 0,070
- 0,1	172	1694	0,292	- 0,043 ± 0,025	0,008	- 0,125 ± 0,065	- 0,145 ± 0,085	1394	- 0,034 ± 0,027	- 0,004	- 0,100 ± 0,080
0,	155	2931	0,265	- 0,016 ± 0,019	0,008	- 0,045 ± 0,060	- 0,060 ± 0,075	2491	- 0,010 ± 0,020	0,008	- 0,025 ± 0,060
0,1	138	3789	0,231	- 0,016 ± 0,017	0,016	- 0,030 ± 0,065	- 0,070 ± 0,075	3208	- 0,012 ± 0,018	0,019	- 0,020 ± 0,065
0,2	123	3475	0,208	- 0,012 ± 0,018	0,014	- 0,075 ± 0,070	- 0,060 ± 0,085	2932	- 0,005 ± 0,019	0,020	- 0,030 ± 0,075
0,3	105	1040	0,200	0,021 ± 0,031	- 0,026	- 0,070 ± 0,140	0,105 ± 0,155	935	0,030 ± 0,033	- 0,040	- 0,050 ± 0,150
0,4	90	794	0,165	- 0,019 ± 0,035	0,001	- 0,050 ± 0,180	- 0,115 ± 0,210	695	- 0,022 ± 0,038	0,009	- 0,110 ± 0,210

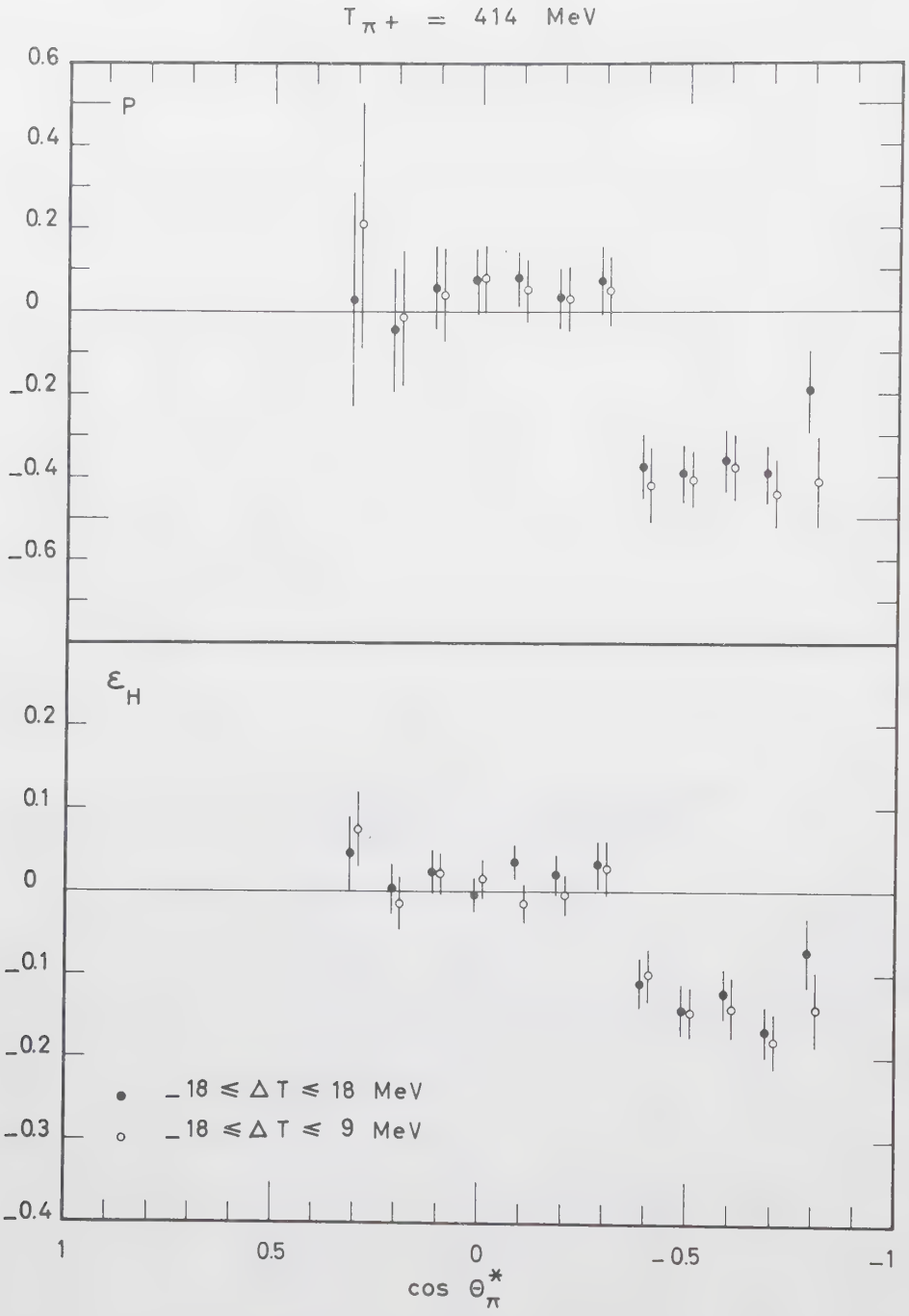


Fig. 30 - Comparaison entre les distributions angulaires de l'asymétrie horizontale des collisions p-C, et de la polarisation du proton de recul à T_π = 414 MeV, pour deux sélections du paramètre ΔT (résolution en énergie de l'expérience : ± 11 MeV).

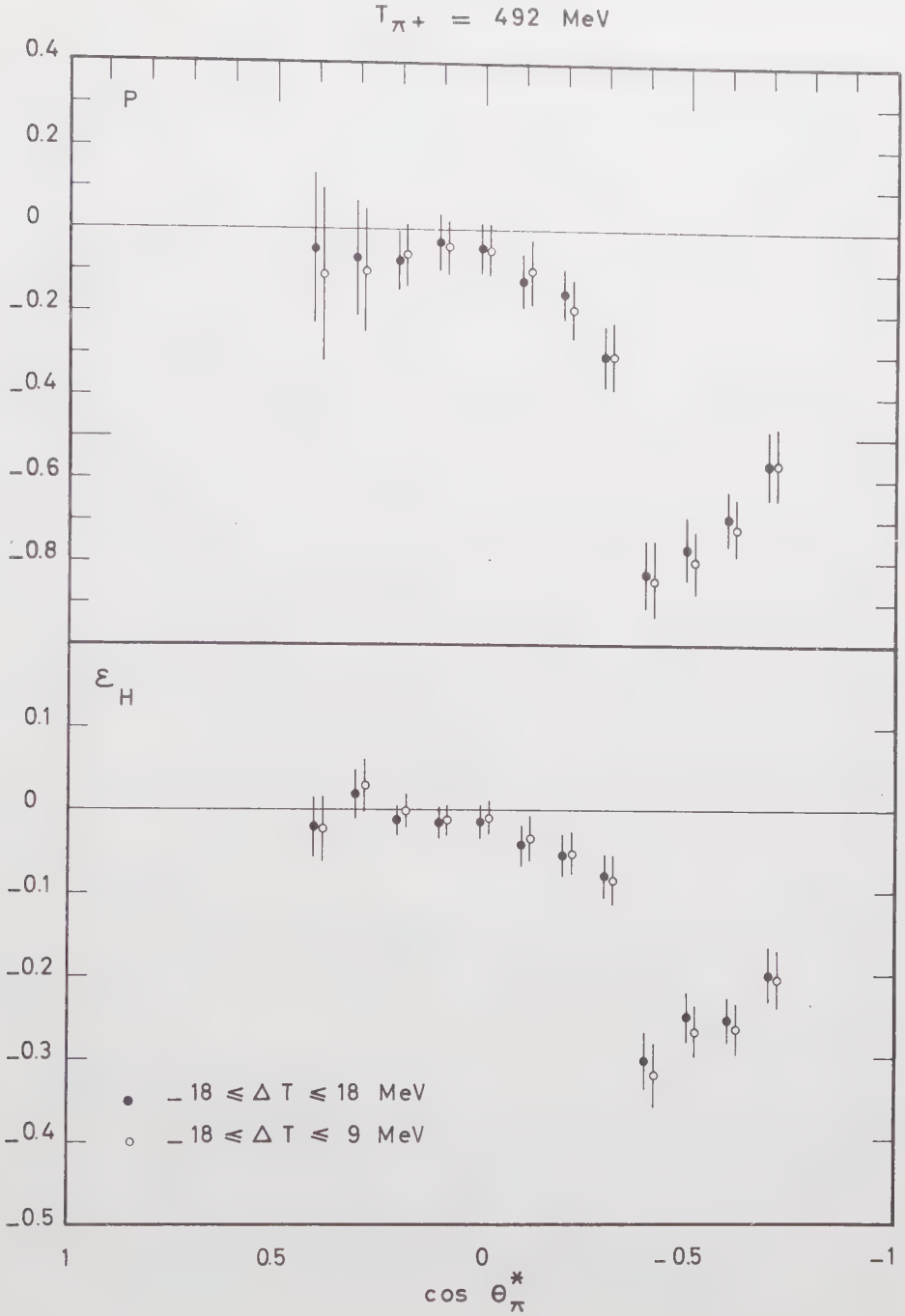


Fig. 31 - Comparaison entre les distributions angulaires de l'asymétrie horizontale des collisions p-C, et de la polarisation du proton de recul à T_π = 492 MeV, pour deux sélections du paramètre ΔT (résolution en énergie de l'expérience : ± 11 MeV).

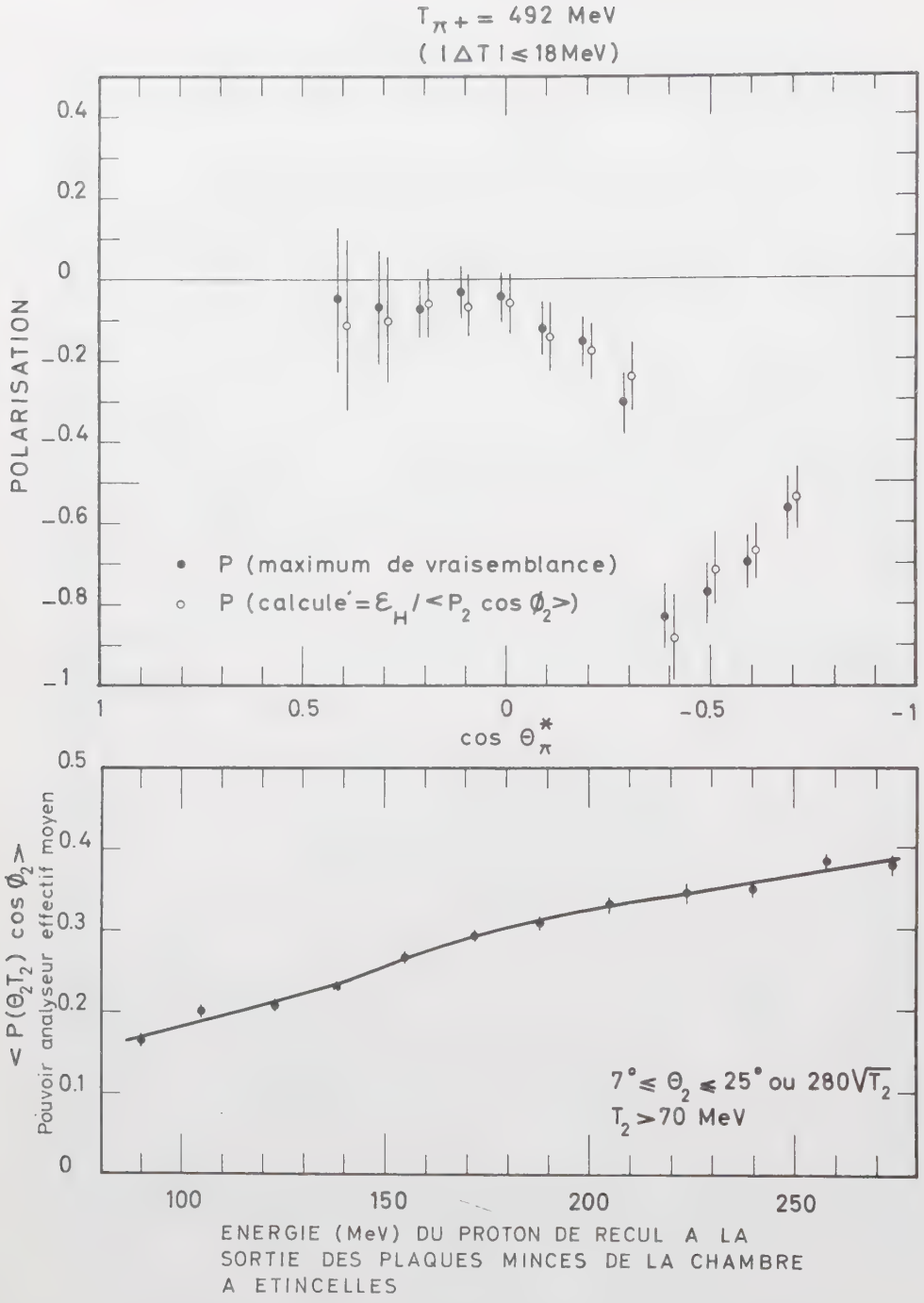


Fig. 32 - Comparaison entre les distributions angulaires de la polarisation du proton de recul à T_π = 492 MeV, estimées suivant la méthode du maximum de vraisemblance et par le rapport de l'asymétrie horizontale (Fig. 31) avec le pouvoir analyseur effectif moyen du carbone $\langle P_2 \cdot \cos \phi_2 \rangle$.

B. TEST DU POUVOIR ANALYSEUR DE LA CHAMBRE[45])

La polarisation dans la diffusion élastique proton-carbone à 220 MeV est connue avec une grande précision par les mesures effectuées à Rochester[42]).

Le test du pouvoir analyseur a été fait avec des protons de cette énergie ($\Delta p/p \simeq 1{,}5\%$), en utilisant un dispositif expérimental similaire. La cible à hydrogène fut remplacée par une plaque de carbone de 1,7 cm d'épaisseur. La chambre, positionnée à 11°5 à gauche et à droite par rapport au faisceau, était déclenchée pour chaque proton qui interagissait dans la cible en donnant une particule chargée dans la chambre à étincelles. La résolution en énergie était améliorée dans cette expérience : $\sigma = \pm 8$ MeV.

Environ un demi-million de traces de proton ont été dépouillées; 60'000 furent mesurées et analysées de la même manière que pour l'expérience π-p. 18'000 événements ont été retenus dans l'intervalle angulaire 5 à 18° de la première diffusion, en imposant comme critère de l'élasticité de la double diffusion $|T_C - T_R| < 10$ MeV.

Les polarisations obtenues sont montrées sur la figure 33, et comparées avec les résultats de Hafner[39]), corrigés pour tenir compte des diffusions inélastiques p-C acceptées dans l'analyse.

L'erreur introduite par la méthode d'interpolation dans les tables de P_2 est inférieure à 4% d'après ces résultats. Cette valeur est en accord avec celle estimée au paragraphe A.II.1. de ce chapitre.

D'après les valeurs connues de la polarisation des protons de la première diffusion, l'expérience permet une mesure de calibration du pouvoir analyseur $P_2(\vartheta_2, T_2, \Delta E)$ assez bonne aux énergies $T_2 < 150$ MeV*).

---

*) En cours d'analyse à ce stade du présent travail.

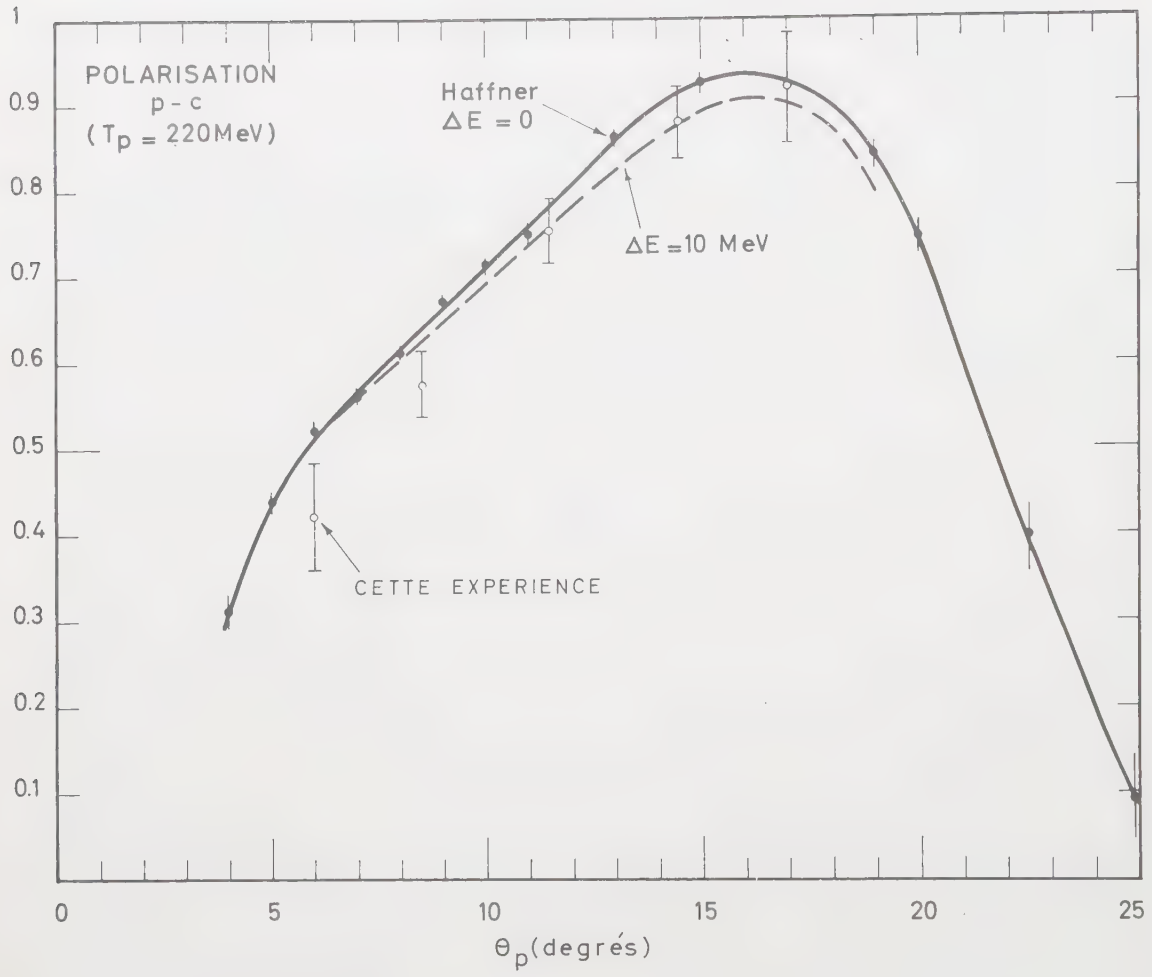


Fig. 33 - Résultats d'une mesure de la polarisation p-C à 220 MeV. Les points expérimentaux de cette expérience doivent être comparés à la courbe, tracée en traits interrompus, qui tient compte de la polarisation des diffusions inélastiques acceptées en raison de la résolution finie (± 8 MeV) de l'expérience.

Les résultats indiquent que P_2 doit avoir une valeur plus faible, dans le domaine d'énergie de 70 à 140 MeV, que celui utilisé dans les tables. Ce résultat est confirmé par ailleurs[46]. Des corrections seront apportées ultérieurement.

C. CONCLUSIONS - RESULTATS

Nous avons montré que nos mesures n'étaient pas affectées par un biais instrumental systématique. La mesure directe du pouvoir analyseur de la chambre à étincelles (cf. B.) indique par contre que les valeurs de la polarisation du proton de recul données dans les tableaux XII et XIII, pour $-18 \leq \Delta T \leq +9$ MeV, sont sous-estimées d'environ 3%.

Dans le tableau XIV, nous donnons la distribution angulaire corrigée, de la polarisation du proton de recul $P(\cos \vartheta_\pi^*)$ dans les diffusions élastiques à $T_\pi = 414$ et 492 MeV. Seules les erreurs statistiques sont données. Les autres erreurs, résultant du dépouillement, de la mesure et du pouvoir analyseur, restent comparativement négligeables.

T A B L E A U XIV

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA POLARISATION DU PROTON DE RECUL DANS LES DIFFUSIONS ELASTIQUES $\pi^+ p$ A T_π = 414 ET 492 MeV

$\cos \vartheta^*_\pi$	T_π 414 MeV	T_π 492 MeV
- 0,8	- 0,420 ± 0,110	
- 0,7	- 0,455 ± 0,080	- 0,580 ± 0,080
- 0,6	- 0,400 ± 0,080	- 0,740 ± 0,065
- 0,5	- 0,420 ± 0,070	- 0,825 ± 0,075
- 0,4	- 0,435 ± 0,090	- 0,870 ± 0,085
- 0,3	0,050 ± 0,085	- 0,315 ± 0,080
- 0,2	0,030 ± 0,080	- 0,195 ± 0,070
- 0,1	0,050 ± 0,075	- 0,105 ± 0,080
0,	0,080 ± 0,085	- 0,025 ± 0,060
0,1	0,040 ± 0,115	- 0,020 ± 0,065
0,2	- 0,150 ± 0,165	- 0,030 ± 0,075
0,3	0,210 ± 0,300	- 0,075 ± 0,150
0,4		- 0,110 ± 0,210

DEUXIEME PARTIE

ANALYSE EN DEPHASAGES

Une analyse en déphasages du système π^+p a été effectuée aux énergies T_π = 495 et 410 MeV du π^+ incident, en utilisant comme données expérimentales :

- nos mesures de la distribution angulaire de la polarisation du proton de recul à 414 et 492 MeV (tableau XIV);
- les distributions angulaires des diffusions élastiques, de P.M. Ogden et al.[24] (expérience de compteurs) à 410 et 490 MeV ($-0,95 \leq \cos\vartheta_\pi^* \lesssim 0,65$) et de J. Debayssieux et al.[47] à 500 MeV (expérience de chambre à bulles, $-0,95 \lesssim \cos\vartheta_\pi^* \lesssim 0,85$);
- les mesures de section efficace totale de G. Bizard et al.[23]

Le chapitre I est consacré à un rappel, des relations entre les données expérimentales et les déphasages, et des corrections coulombiennes. La seconde partie du chapitre décrit rapidement la méthode de calcul des déphasages.

Le chapitre II donne les résultats qui sont discutés, comparés aux analyses en déphasages de P. Auvil et al.[26], L.D. Roper et al.[28] B.H. Bransden et al.[27], et confrontés avec les prédictions théoriques de J. Hamilton et al.[4].

CHAPITRE I

A. FORMALISME THEORIQUE

I. AMPLITUDES DE DIFFUSION

1. Amplitudes de diffusion nucléaire

Les amplitudes de diffusion de non-retournement de spin $f(\vartheta)$ et de retournement de spin $g(\vartheta)$ s'écrivent, en négligeant les effets coulombiens, suivant les relations :

$$f(\vartheta) = \lambda\!\!\!^{-} \sum_{\ell=0}^{\infty} [(\ell+1)\, a_\ell^{+} + \ell a_\ell^{-}]\, P_\ell(\cos\vartheta) \qquad \text{(I-1)}$$

$$g(\vartheta) = \lambda\!\!\!^{-} \sum_{\ell=1}^{\infty} [a_\ell^{+} - a_\ell^{-}]\, P_\ell^{1}(\cos\vartheta) \qquad \text{(I-2)}$$

où :

$\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde de l'une ou l'autre des particules dans le système du centre de masse C.M. et,

ℓ, le nombre quantique de moment angulaire orbital;

$$a_\ell^{\pm} = \frac{\eta_\ell^{\pm} \cdot \exp(2i\delta_\ell^{\pm}) - 1}{2i}$$

sont les amplitudes de diffusion pour les états $J = \ell \pm \frac{1}{2}$ de moment angulaire total;

$\delta_\ell^{\pm}$ sont les déphasages et,

$\eta_\ell^{\pm}$ (≤ 1) les paramètres d'absorption correspondants aux états précédemment définis. L'emploi des paramètres d'absorption permet aux déphasages $\delta_\ell^{\pm}$ d'être réels en présence de réactions inélastiques ($\eta_\ell \pm < 1$);

$P_\ell(\cos\vartheta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ, et
$P_\ell^1(\cos\vartheta)$ le polynôme de Legendre associé, défini par la relation :

$$P_\ell^1(\cos\vartheta) = \sin\vartheta \cdot \frac{d}{d(\cos\vartheta)} \cdot P_\ell(\cos\vartheta);$$

ϑ est l'angle de diffusion du π ou du proton dans le système du C.M. (Nous utiliserons dans l'exposé des résultats, la notation habituelle ϑ^* afin d'éviter toute confusion avec les angles dans le système du laboratoire.)

2. Corrections coulombiennes

Les amplitudes de diffusion données par les équations (I-1) et (I-2) ont été développées afin de prendre en considération les effets électromagnétiques. Une estimation non relativiste de ces effets, à laquelle est apportée une correction relativiste au premier ordre, ont été effectuées par J.M. Foote[48] à partir des travaux de Dodder[49], de Stapp[50] et de Solmitz[51]. L'addition de l'amplitude électromagnétique à l'amplitude nucléaire entraîne une légère violation de l'unitarité aux énergies concernées par la présente expérience. Aucun essai n'a été tenté pour la préserver.

Pour une discussion détaillée, on peut se reporter à la thèse de Foote[15], mais pour le présent développement, on se limitera aux principaux résultats suivants :

i) Si une interaction coulombienne se superpose à la diffusion nucléaire, les amplitudes de diffusion de non-retournement de spin et de retournement de spin peuvent s'écrire sous la forme :

$$f_T(\vartheta) = -\frac{\lambda n}{2\sin^2(\vartheta/2)} \exp\{-in \cdot \ell n[\sin^2(\vartheta/2)]\}$$

$$+ \lambda \sum_{\ell=0}^{\infty} \left\{ (\ell+1) \left[\frac{\eta_\ell^+ \exp(2i\delta_\ell^+) - \exp(2i\Phi_\ell)}{2i} \right] \right. \qquad \text{(I-3)}$$

$$\left. + \ell \cdot \frac{\eta_\ell^- \cdot \exp(2i\delta_\ell^-) - \exp(2i\Phi_\ell)}{2i} \right\} P_\ell(\cos\vartheta).$$

$$g_T(\vartheta) = \lambda \sum_{\ell=1}^{\infty} \left[\frac{\eta_\ell^+ \exp(2i\delta_\ell^+) - \eta_\ell^- \exp(2i\delta_\ell^-)}{2i} \right] \times P_\ell^1(\cos\vartheta). \qquad \text{(I-4)}$$

Le premier terme de $f_T(\vartheta)$ est l'amplitude de diffusion coulombienne non relativiste. L'indice T indique qu'il s'agit de la diffusion totale. Les déphasages $\delta_\ell^\pm$ et les paramètres inélastiques $\eta_\ell^\pm$ décrivent l'interaction totale pour l'état ℓ de moment angulaire orbital. Φ_ℓ est le déphasage coulombien non relativiste d'ordre ℓ. Il est nul pour $\ell = 0$, et égal à :

$$\Phi_\ell = \sum_{x=1}^{\ell} \text{Arctg.}\left(\frac{n}{x}\right) \qquad \text{(I-5)}$$

pour $\ell \geq 1$, avec :

$$n = zz'e^2/\hbar v$$

où ze et z'e sont les charges des particules interagissant et v la vitesse dans le système du laboratoire du π incident. n serait par conséquent négatif pour la diffusion $\pi^- p$ (interaction attractive).

ii) Correction coulombienne relativiste au premier ordre $\Delta\Phi_\ell$:

On peut représenter les déphasages totaux $\delta_\ell^{\pm}$ contenus respectivement dans les développements de f_T et g_T par l'expression :

$$\delta_\ell^{\pm} = \Phi_\ell + \Delta\Phi_\ell^{\pm} + \delta_{\ell,n}^{\pm} .$$

Les déphasages nucléaires $\delta_{\ell,n}^{\pm}$, ainsi définis, contiennent encore une petite contribution coulombienne tout à fait négligeable à la précision des analyses considérées dans ce travail

Pour calculer les corrections $\Delta\Phi_\ell^{\pm}$, on peut partir des expressions des contributions relativistes de l'interaction coulombienne aux amplitudes f et g, données par Solmitz :

$$\Delta f_c = \lambda n A \qquad \text{(I-6)}$$

et :

$$\Delta g_c = -\lambda n B \frac{\sin\vartheta}{2\sin^2(\vartheta/2)} \qquad \text{(I-7)}$$

où :

$$A = \frac{(\beta_\pi\beta_p)/2 + (2\mu_p - 1)\,\beta_p^2/4}{1+\beta_\pi\beta_p}$$

et :

$$B = \frac{(\mu_p\beta_\pi\beta_p)/2 + (2\mu_p - 1)\,\beta_p^2/4}{1+\beta_\pi\beta_p} ;$$

β_π, β_p = vitesses dans le C.M. du π et du proton, divisées par la vitesse de la lumière c. La vitesse v (dans l'expression de n) du π incident, dans le système du laboratoire, s'écrit avec cette notation :

$$v/c = \frac{\beta_\pi + \beta_p}{1+\beta_\pi\beta_p} ;$$

μ_p = moment magnétique du proton en magnétons nucléaires.

La méthode utilisée par Foote pour évaluer les $\Delta\Phi_\ell^{\pm}$ consiste à opérer une décomposition en ondes partielles de Δf_c et Δg_c. Les amplitudes :

$$f_c(\vartheta) = -\frac{\lambda n}{2\sin^2(\vartheta/2)} + \lambda nA$$

et :

$$g_c(\vartheta) = \Delta g_c = \sum_{\ell=1}^{\infty} \lambda nB\left[\frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)}\right] P_\ell^1(\cos\vartheta)$$

qui correspondent à une interaction purement coulombienne (à la précision utilisée par Solmitz), sont les développements (I-3) et (I-4), dans lesquels on n'a retenu que la contribution coulombienne. Avec :

$$\eta_\ell^{\pm} = 1, \quad (\delta_\ell^{\pm})_c \approx \Phi_\ell + \Delta\Phi_\ell$$

$$e^{2i(\delta_\ell^{\pm})_c} \approx 1 - 2i(\delta_\ell^{\pm})_c$$

on trouve :

$$\lambda[(\ell+1)\Delta\Phi_\ell^{+} + \ell\Delta\Phi_\ell^{-}] \approx \lambda nA \text{ pour } \ell = 0$$

$$\approx 0 \quad \text{pour } \ell \geq 1$$

et :

$$\lambda(\Delta\Phi_\ell^{+} - \Delta\Phi_\ell^{-}) \approx \lambda nB\left[\frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)}\right] \text{ pour } \ell \geq 1 .$$

On en déduit les expressions pour les corrections aux déphasages coulombiens non relativistes :

$$\Delta\Phi_0 \gtrsim nA$$

$$\Delta\Phi_\ell^+ \gtrsim \frac{nB}{\ell+1} \text{ pour } \ell \geq 1$$

$$\Delta\Phi_\ell^- \gtrsim \frac{nB}{\ell} \text{ pour } \ell \geq 1 .$$

En utilisant ces résultats et l'équation (I-5), on calcule les corrections montrées sur la Fig. 34, en fonction de l'énergie, pour $\ell \leq 3$.

3. Forme finale des amplitudes de diffusion, analyses en ondes partielles

Soit ℓ_{max} (3 ou 4 aux énergies de cette expérience), l'ordre du développement en ondes partielles. Pour $\ell > \ell_{max}$, la contribution des ondes partielles incidentes est supposée négligeable pour décrire l'interaction nucléaire. Par contre, le potentiel coulombien affecte des ondes partielles de moment orbital beaucoup plus élevé.

Pour limiter néanmoins le nombre de termes des équations (I-3) et (I-4), Foote sépare la contribution coulombienne des états $\ell > \ell_{max}$ de ceux inclus dans les sommations ($\ell \leq \ell_{max}$).

Il n'y a pas de difficulté pour $f_T(\vartheta)$ et Φ_ℓ, puisque Δf_c (I-6) est indépendante de ϑ. La correction correspondante est incluse dans le terme $\ell = 0$ de $f_T(\vartheta)$. La contribution à $g_T(\vartheta)$ des termes de Δg_c pour lesquels $\ell > \ell_{max}$ est évaluée selon l'expression :

$$\Delta g_c - \lambda nB \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} \cdot P_\ell^1(\cos\vartheta)$$

soit :

$$- \lambda n B \left[\frac{\sin\vartheta}{\sin^2(\vartheta/2)} + \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)} P_\ell^1(\cos\vartheta) \right]$$

qui remplace dans $g_T(\vartheta)$ la sommation sur les termes $\ell > \ell_{max}$.

Finalement, les amplitudes de diffusion élastique, de non-retournement de spin et de retournement de spin, peuvent être écrites sous la forme pratique :

$$f_T(\vartheta) = - \frac{\lambda n}{2\sin^2(\vartheta/2)} \exp\{ - in\ell n [\sin^2(\vartheta/2)]\}$$

$$+ \lambda \sum_{\ell=o}^{\ell_{max}} \left\{ (\ell+1) \left[\frac{\eta_\ell^+ \cdot \exp(2i\delta_\ell^+) - \exp(2i\Phi_\ell)}{2i} \right] \right. \qquad \text{(I-8)}$$

$$\left. + \ell \left[\frac{\eta_\ell^- \exp(2i\delta_\ell^-) - \exp(2i\Phi_\ell)}{2i} \right] \right\} P_\ell(\cos\vartheta)$$

et :

$$g_T(\vartheta) = - \frac{\lambda n B \sin\vartheta}{2\sin^2(\vartheta/2)} + \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \left[\frac{\eta_\ell^+ \exp(2i\delta_\ell^+) - \eta_\ell^- \exp(2i\delta_\ell)}{2i} \right.$$

$$\left. - nB\left(\frac{2\ell+1}{\ell(\ell+1)}\right) \right] P_\ell^1(\cos\vartheta)$$

où $\delta_\ell^{\pm}$ caractérise le déphasage total (nucléaire + coulombien).

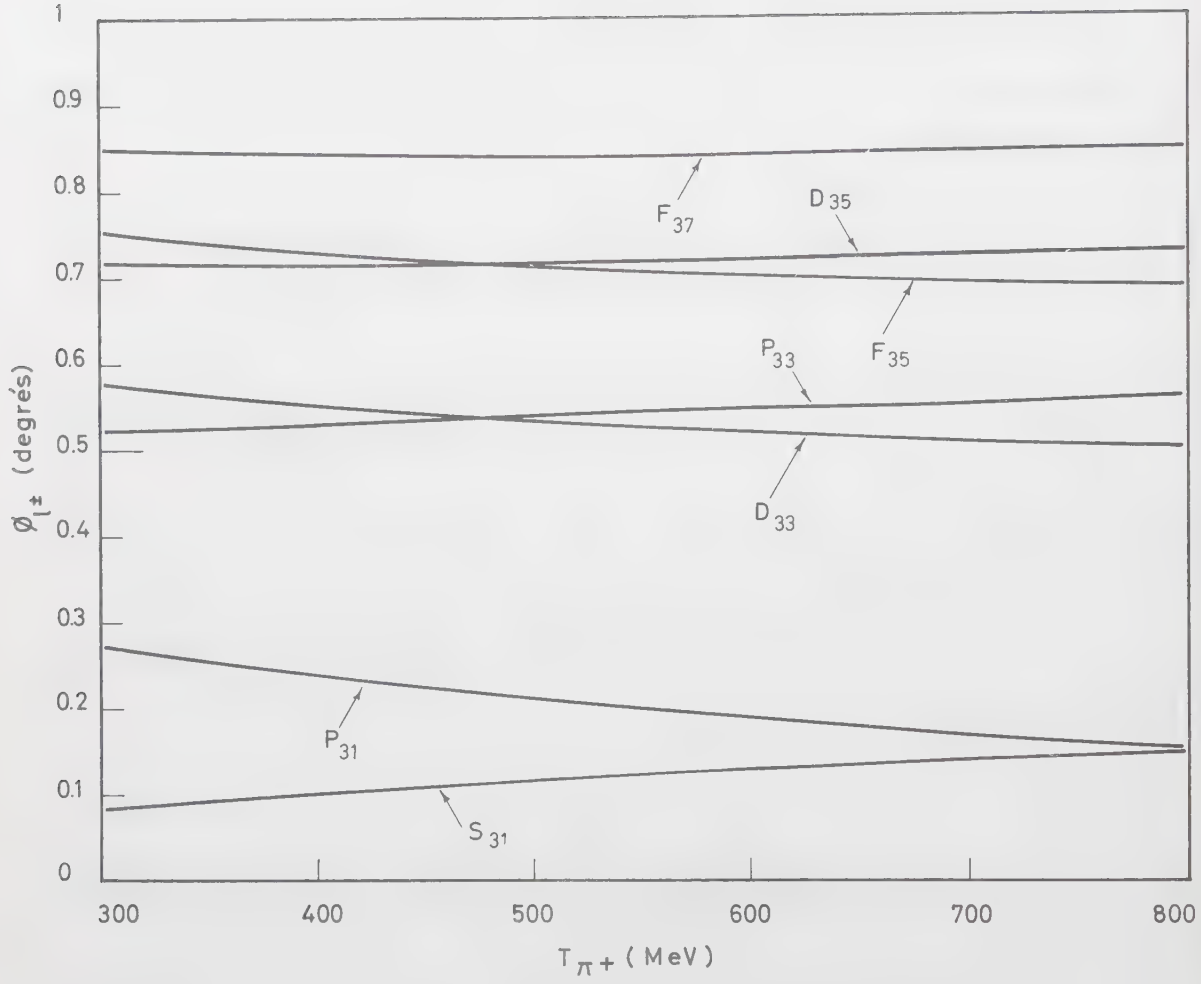


Fig. 34 - Correction coulombienne des déphasages pour la diffusion π^+p. $\Phi_\ell^\pm = \Phi_\ell + \Delta\Phi_\ell^\pm$ est la somme du déphasage coulombien non relativiste Φ_ℓ, et d'une correction relativiste $\Delta\Phi_\ell^\pm$ au premier ordre.

II. NOTATION DES DEPHASAGES

Dans la suite de cette rédaction, il faudra toujours comprendre par déphasage, la partie nucléaire $\delta_{\ell}{}^{\pm}{}_{,n}$ du déphasage total $\delta_{\ell}{}^{\pm}$ des équations (I-8) et (I-9), la correction coulombienne ayant été systématiquement effectuée.

La notation utilisée est celle de Foote : S_{31}, P_{31}, P_{33}, etc. où le premier indice du symbole (S, P, D, F, G pour $\ell = 0, 1, 2, 3, 4$) est égal à deux fois la valeur du spin isobarique T et le second à deux fois la valeur de $J = \ell \pm \frac{1}{2}$.

B. NOTATION DES SOLUTIONS DE DEPHASAGES

La solution de Fermi est caractérisée par un grand déphasage P_{33} qui passe par 90° au voisinage de 190 MeV d'énergie cinétique des π incidents.

La solution Fermi I correspond à $D_{33} - D_{35} > 0$. Les transformations qui caractérisent les ambiguités classiques sont :

- la transformation de Minami[52], où tous les déphasages de même J et de ℓ différents sont interchangés;
- la transformation de Yang[53], dans laquelle le signe de $(\delta_{\ell}{}^{+} - \delta_{\ell}{}^{-})$ est inversé;
- une transformation similaire[54] relative à l'onde D : solution Fermi II ($D_{33} - D_{35} < 0$).

La notation Minami-Yang pour une solution correspond à une transformation de Yang de la solution Minami.

C. METHODE DU CALCUL : PROGRAMME PIPANAL

Le programme PIPANAL-IBM 7094 II, que nous avons employé, est dérivé d'un programme établi au Lawrence Radiation Laboratory[55].

Les amplitudes de diffusion (I-8) et (I-9), qui décrivent l'interaction π-p, sont reliées à la polarisation et à la section efficace différentielle par (I-4) et (I-5) (partie I). Les relations complémentaires qui établissent, en fonction des déphasages $\delta_\ell^{\pm}$ et des paramètres d'absorption $\eta_\ell^{\pm}$, la section efficace totale élastique $(\sigma_T)_{él}$, la section efficace totale inélastique $(\sigma_T)_{inél}$ et la section efficace totale σ_T, sont données dans l'appendice C.

1. Procédure de recherche

La méthode pratique pour rechercher les solutions $\delta_\ell^{\pm}$, $\eta_\ell^{\pm}$ qui décrivent les résultats expérimentaux, consiste à minimiser la quantité :

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{P_i^{cal} - P_i^{exp}}{\Delta(P_i^{exp})} \right]^2 + \sum_j \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_j^{cal} - (1+\epsilon)\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_j^{exp}}{\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_j^{exp}} \right]^2$$

$$+ \left(\frac{\epsilon}{\Delta\epsilon}\right)^2 + \left[\frac{\sigma_T^{cal} - \sigma_T^{exp}}{\Delta\sigma_T^{exp}} \right]^2 + \left[\frac{(\sigma_T)_{inél}^{cal} - (\sigma_T)_{inél}^{exp}}{\Delta(\sigma_T)_{inél}^{exp}} \right]^2 .$$

L'exposant "exp", d'une grandeur physique quelconque X, indique qu'il s'agit de sa valeur expérimentale, obtenue à partir d'une expérience avec une erreur $\Delta(X^{exp})$, l'écart standard; l'exposant "cal" indique qu'il s'agit de la valeur calculée de la même grandeur, pour le lot considéré des paramètres $\delta_\ell^\pm$, $\eta_\ell^\pm$.

Les sommations sont effectuées sur tous les angles ϑ_j, ϑ_i, pour lesquels existent des données expérimentales. ϵ est un facteur de normalisation de la section efficace différentielle (la valeur expérimentale de ϵ est $0 \pm \Delta\epsilon$).

Un lot initial de déphasages est choisi au hasard comme point de départ (les paramètres d'absorption sont fixés à 1). Pour trouver un minimum relatif de l'hypersurface χ^2, le calculateur fait alors varier les paramètres $\delta_\ell^\pm$, $\eta_\ell^\pm$, de façon cyclique, pour qu'ils suivent la direction de plus grande pente de l'hypersurface (méthode du gradient).

La valeur de χ^2 qui est obtenue, peut cependant ne pas avoir l'amplitude minimale absolue possible, le calculateur s'arrêtant au premier minimum trouvé. Pour avoir une grande chance de trouver tous les minima de l'hypersurface, il est nécessaire de répéter un grand nombre de fois la procédure de recherche, en utilisant chaque fois un lot différent de $\delta_\ell^\pm$ pris au hasard.

Pour une bonne solution, on attend que la valeur du χ^2 ne soit pas trop différente du nombre N de degrés de liberté, c'est-à-dire le nombre de données expérimentales moins le nombre de paramètres à déterminer. Il faut remarquer toutefois, qu'une faible valeur de χ^2 pourrait signifier, par exemple, une estimation trop pessimiste des erreurs. Il faut donc supposer que les erreurs sont indépendantes, normalement distribuées et estimées de façon réaliste.

Durant la procédure de minimisation, le calculateur varie ϵ de la même manière qu'il varie les déphasages. L'emploi de ce facteur

permet à l'analyse en déphasages de garder les erreurs individuelles de la section efficace différentielle, indépendantes de l'incertitude de son échelle, donc d'extraire le maximum d'informations de la forme de la distribution.

Nous ne parlerons plus de ce facteur dans la suite de nos discussions, bien qu'il soit toujours présent dans notre analyse.

2. Estimation des erreurs

i) La procédure qui est généralement employée pour estimer les erreurs est celle de la matrice-erreur [56].

Au voisinage du minimum étudié de χ^2, la forme de l'hypersurface est définie par les dérivées partielles secondes de χ^2 par rapport aux paramètres δ_i, η_j. En effet, si on fait un développement en série de Taylor au second ordre, les dérivées premières sont nulles au minimum, et :

$$\chi^2[\delta_1^M + \Delta\delta_1, \ldots \delta_i^M + \Delta\delta_i, \ldots \delta_n^M + \Delta\delta_n;\ \eta_1^M + \Delta\eta_1, \ldots \eta_i^M + \Delta\eta_i, \ldots \eta_n^M + \Delta\eta_n]$$

$$\simeq \chi_M^2[\delta_1^M \ldots \delta_i^M \ldots \delta_n^M;\ \eta_1^M \ldots \eta_i^M \ldots \eta_n^M]$$

$$+ \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} G_{ij} \cdot \Delta(\delta_i \text{ ou } \eta_i) \cdot \Delta(\delta_j \text{ ou } \eta_j)$$

où :

n est le nombre de déphasages considérés dans l'analyse;
δ_i^M et η_i^M sont les valeurs des déphasages et des paramètres d'absorption au point minimum M de l'hypersurface, $\Delta\delta_i$, $\Delta\eta_i$ les accroissements correspondants et :

$$G_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2(\chi^2)}{\partial(\delta_i \text{ ou } \eta_i) \cdot \partial(\delta_j \text{ ou } \eta_j)} \cdot$$

Les quantités G_{ij} forment une matrice G. La matrice inverse $\underline{G^{-1}}$ est la matrice-erreur, avec les propriétés[56] :

$$\sqrt{(G^{-1})_{ii}} = (\Delta\delta_i)_{eqm} \text{ et } (\Delta\eta_i)_{eqm},$$

(eqm : erreur quadratique moyenne)

et :

$$(G^{-1})_{ij} = C_{ij} \cdot \Delta(\delta_i \text{ ou } \eta_i)_{eqm} \cdot \Delta(\delta_j \text{ ou } \eta_j)_{eqm},$$

C_{ij} : coefficient de corrélation $(-1 \leq C_{ij} \leq 1)$.

ii) A cette méthode, nous avons préféré la procédure d'estimation "AUX", proposée par Foote[15].

Dans le but d'en simplifier l'exposé, nous considèrerons le cas où deux déphasages seulement existent. Dans ce cas, l'équation (I-10) ci-dessus, s'écrit :

$$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_M \simeq G_{11}(\Delta\delta_1)^2 + 2G_{12} \cdot \Delta\delta_1 \cdot \Delta\delta_2 + G_{22} \cdot (\Delta\delta_2)^2.$$

Pour une variation fixée $\Delta\delta_1$ du premier déphasage, $\Delta\chi^2$ prendra une valeur minimum, si on varie δ_2 de la valeur $(\Delta\delta_2)^*$ qui annule la différentielle de $\Delta\chi^2$ par rapport à $\Delta\delta_2$, soit :

$$(\Delta\delta_2)^* = -\frac{G_{12}}{G_{22}} \cdot \Delta\delta_1 .$$

La valeur correspondante $(\Delta\chi^2)^*$ de $\Delta\chi^2$ est égale à :

$$(\Delta\chi^2)^* = (\Delta\delta_1)^2 \cdot \frac{G_{11} \cdot G_{22} - G_{12}^2}{G_{22}} = \frac{(\Delta\delta_1)^2}{G_{11}^{-1}}$$

où :

G_{11}^{-1} est bien le premier élément de la matrice-erreur, c'est-à-dire $(\Delta\delta_1)^2_{eqm}$, le carré de l'erreur quadratique moyenne de δ_1.

Par conséquent, la valeur recherchée de l'erreur sur δ_1 est l'accroissement $\Delta\delta_1$ qui donne une variation de χ^2 minimum, lorsque δ_2 est varié, tel que $(\Delta\chi^2)^* = 1$. On obtiendrait l'erreur sur δ_2 de la même façon. Ce résultat est correct dans la limite où la théorie de l'erreur, basée sur un développement en série de Taylor au second ordre, est valable.

La méthode "AUX" peut être généralisée au problème où un nombre quelconque de paramètres est utilisé. Un déphasage δ_i, ou un paramètre d'absorption η_k, est varié d'une quantité fixée. Tous les autres paramètres sont alors ajustés, suivant la procédure normale du programme PIPANAL, pour minimiser χ^2 comme dans l'exemple à deux déphasages. De la variation $\Delta\chi^2$ obtenue, on déduit l'erreur $(\Delta\delta_i)_{eqm}$ en calculant $\Delta\delta_i$ pour $\Delta\chi^2 = 1$ [au voisinage du minimum, $\Delta\chi^2$ varie proportionnellement à $(\Delta\delta_i)^2$].

Pour tenir compte des asymétries possibles dans la forme du "puit" de χ^2, nous avons toujours déterminé les variations positives et négatives de chaque paramètre pour obtenir $\Delta\chi^2 = 1$.

La méthode "AUX" a l'intérêt de permettre une visualisation de la forme de l'hypersurface au voisinage d'un minimum. C'est par contre une méthode beaucoup plus longue en temps de calculateur, que celle de la matrice-erreur.

CHAPITRE II

RESULTATS - DISCUSSION

DIFFUSION $\pi^+ p$ ENTRE 200 ET 700 MeV

A. RESULTATS

Les prédictions de J. Hamilton[4] montrent que les ondes F ne sont pas négligeables au-delà de 300 MeV. Etant donné la sensibilité bien connue des données de polarisation aux petits déphasages d'ordre élevé, nous avons fait des analyses SPD, SPDF et un essai d'inclusion des ondes G, afin d'établir l'ordre ℓ_{max} du développement en ondes partielles.

I. ANALYSE A T_π = 495 MeV

51 données ont été utilisées :

i) Polarisation du proton de recul à T_π = 492 MeV : 12 valeurs (tableau XIV).

ii) Section efficace différentielle élastique :

- P.M. Ogden et al.[24] à T_π = 490 MeV (la valeur à $\cos\vartheta_\pi^*$ = 0,617 a été écartée*) : 19 données incluant le point vers l'avant déduit des relations de dispersion;
- J. Debayssieux et al.[47] à 500 MeV (la valeur à $\cos\vartheta_\pi^*$ = - 0,95 a été écartée*) : 18 données.

---

*) Ces points semblent entachés d'une grande erreur systématique : leur contribution à χ^2 est toujours très forte.

Ces deux distributions ont été renormalisées à une section efficace élastique totale de 19,02 mb[24] à T_π = 495 MeV. La distribution angulaire de J. Debayssieux est une mesure de chambre à bulles. Elle a une précision statistique moyenne faible, mais donne par contre des informations complémentaires sur la diffusion vers l'avant, et dans le domaine angulaire $0, < \cos \vartheta_\pi^* < 0,3$ où les mesures de Ogden ont dû subir une correction importante.

iii) Section efficace totale[23] : 20,1 ± 0,7 mb.

iv) Section efficace totale inélastique[57-58] : 1,7 ± 0,7 mb*).

1. Analyse SPD

230 lots de déphasages choisis au hasard ont été pris comme points de départ de recherche des solutions.

Les trois solutions acceptables trouvées ($\chi^2/N < 1,5$) sont données avec leurs erreurs dans le tableau XV. La quatrième solution et toutes les autres solutions rejetées ont un $\chi^2/N \gtrsim 2,8$; la probabilité qu'elles représentent la solution vraie est tout à fait négligeable ($< 10^{-4}$). Le rapport entre les déphasages des solutions Fermi II, Minami II et Minami II-Yang n'est pas exactement celui qui caractérise ces ambiguités (cf. I.B.), mais peut en être rapproché. Ceci résulte de la contrainte additionnelle imposée par la mesure de polarisation, qui devrait en principe permettre leur élimination**).

La figure 35 montre le comportement de la polarisation relatif à chacune des solutions. La description des résultats expérimentaux est bonne.

---

*) Debayssieux et al.[47] donnent pour σ_T = 21 ± 1 mb à T_π = 500 MeV, $\sigma_{inél}$ = 2,4 ± 0,2 mb.

**) Dans le cas particulier de l'ambiguité de Minami, un changement de parité pour le même J, c'est-à-dire $S_{31} \leftrightarrow P_{31}$, etc., laisse la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ invariante, tandis que la polarisation $\vec{P}$ change de signe. Ceci est rapidement vérifié en introduisant les équations (I-1) et (I-2) (deuxième partie) dans les expressions de $d\sigma/d\Omega = |f|^2 + |g|^2$ et $\vec{P} \cdot d\sigma/d\Omega = 2\,\mathrm{Im}(f \cdot g^*) \cdot \vec{n}$ [relations (I-4) et (I-5), première partie].

T A B L E A U XV

ANALYSE SPD A T_{π^+} = 495 Mev

(déphasages en degrés)

		Fermi I	Fermi II	Minami II	Minami II Yang
S_{31}	δ	- 25,5 ± 1,9	- 30,2 ± 0,4	- 25,6 ± 0,9	- 22,4
	η	0,87 ± 0,02	1,0 ± 0,01	0,97 ± 0,03	1,0
P_{31}	δ	$-6,6^{+3,0}_{-1,2}$	- 21,2 ± 0,65	- 28,4 ± 0,6	11,4
	η	1,0 ± 0,02	1,0 ± 0,01	0,97 ± 0,03	0,82
P_{33}	δ	154,8 ± 0,3	162,8 ± 0,8	177,2 ± 0,8	162,5
	η	1,0 ± 0,01	0,99 ± 0,01	1,0 ± 0,01	1,0
D_{33}	δ	5,0 ± 1,5	- 6,6 ± 0,65	- 17,2 ± 0,3	7,3
	η	1,0 ± 0,01	0,91 ± 0,01	0,98 ± 0,02	1,0
D_{35}	δ	- 6,7 ± 1	2,7 ± 0,5	2,2 ± 0,6	- 13,8
	η	0,98 ± 0,01	1,0 ± 0,01	0,98 ± 0,01	0,97
N = 40 χ^2_{total}		57,78	53,07	45,32	112,56
χ^2/N		1,44	1,33	1,13	2,82
σ_T* mb		20,17	20,21	19,62	20,51
$(\sigma_T)^*_{inél.}$ mb		2,76	2,69	2,09	3,77
$\chi^2_{partiels}$:					
Polarisation		9	4,76	3,46	47,74
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$:					
Ogden		17,38	19,77	14,16	21,57
Debayssieux		28,28	25,77	26,80	31,06
σ_T et $(\sigma_T)_{inél.}$		3,12	2,77	0,90	12,19

* valeurs calculées

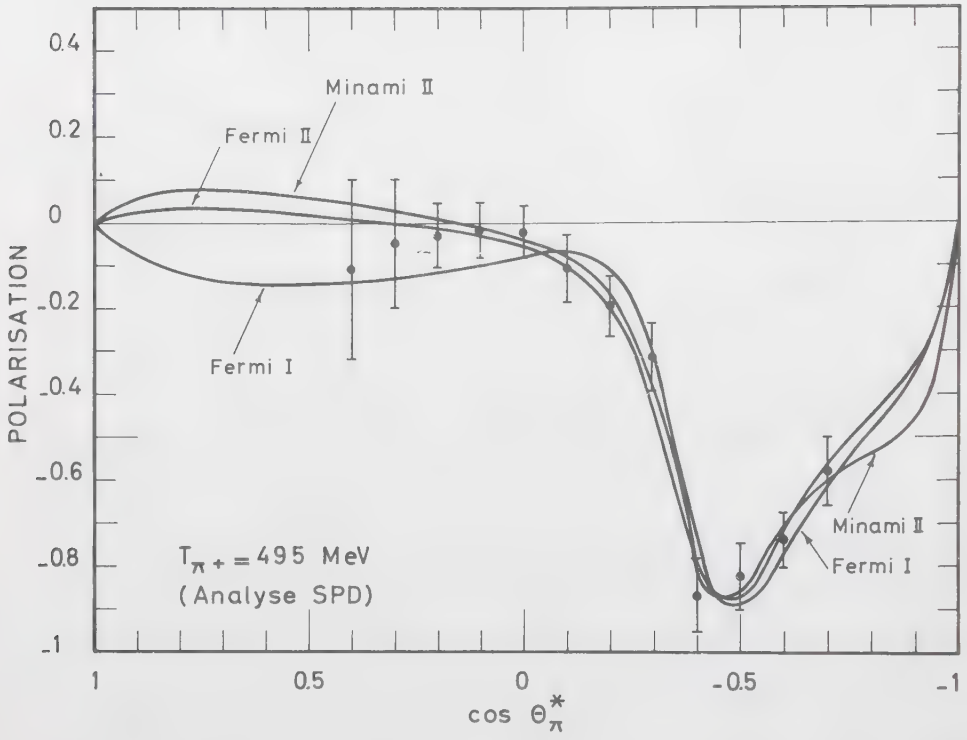


Fig. 35 - Comparaison entre les données expérimentales et la variation de la polarisation prédite par les trois solutions SPD à T_π = 495 MeV; (Tableau XV).

2. Analyse SPDF

Les résultats sont donnés dans le tableau XVI. Environ 200 lots initiaux de déphasages ont été pris comme points de départ de l'analyse. Les déphasages étaient choisis au hasard, à l'exception des ondes F pour lesquelles $|\delta_3^{\pm}|$ initial devait être inférieur à 10°. Le programme imposait aux déphasages d'être compris dans les limites suivantes, suggérées par l'analyse SPD : $-30 < \delta_0 < 0$, $-90 < \delta_1^{\pm} < 90°$, $-30 < \delta_2^{\pm} < 30°$, et pour les ondes F : $-10 < \delta_3^{\pm} < 10°$. Il semble arbitraire de faire dépendre l'analyse SPDF de l'analyse SPD. En fait, les limites sont très larges et peuvent aussi bien correspondre à une extrapolation des résultats des basses énergies[28,62].

Aucune solution nouvelle n'est apparue. Les autres solutions non présentées ont un $\chi^2/N > 3$. Les quatre solutions du type Fermi I sont trouvées en utilisant comme solution initiale, aussi bien la solution SPD Fermi I que la solution Fermi II. Bien qu'elles correspondent à des minima distincts de l'hypersurface, elles ne sont pas statistiquement indépendantes, et se réduisent pratiquement à une solution unique. La disparition de la solution Fermi II correspond au fait que l'inclusion des ondes F améliore très sensiblement la description des résultats expérimentaux (χ^2 = 45,6 au lieu de 57,8), montrée sur les Figs 36 et 37.

Si on écarte de l'estimation de χ^2, la distribution angulaire de J. Debayssieux qui exerce finalement une faible contrainte dans l'analyse, on obtient χ^2/N = 1,35 pour l'analyse SPD et 1,05 pour l'analyse SPDF. Ces valeurs rendent compte plus exactement de l'optimisation des solutions aux données expérimentales, et donnent une idée de la contribution des ondes F, spécialement F_{37} qui apparaît certaine à cette énergie. Le signe du déphasage de l'onde D_{35} est bien défini (< 0).

Un essai d'inclusion des ondes G a été tenté, en imposant en plus des conditions de l'analyse SPDF, $|\delta_4^{\pm}| < 10°$. Aucune solution nouvelle n'est apparue. Le tableau XVII donne les deux premières

T A B L E A U XVI

ANALYSE SPDF A T_{π^+} = 495 MeV

(déphasages en degrés)

$^{l}{}_{2T,2J}$		Fermi I				Minami II	Minami II Yang
		No 1	No 2	No 3	No 4		
S_{31}	δ	- 27,5 ± 1,8	- 25,7 ± 1,4	- 26,4 ± 1,1	- 27,7 ± 2,2	- 27,4 ± 1,8	- 18,6
	η	0,96 ± 0,03	1,0 ± 0,03	1,0 ± 0,03	0,99 ± 0,04	1,0 ± 0,03	0,92
P_{31}	δ	- 12,1 ± 2,6	- 10,9 ± 4,5	- 12,6 ± 1,9	- 14,3 ± 1,4	- 27,3 ± 1,4	16,3
	η	1,0 ± 0,03	0,96 ± 0,03	0,98 ± 0,03	1,0 ± 0,04	1,0 ± 0,03	1,0
P_{33}	δ	155,7 ± 1,8	155 ± 1,5	155,6 ± 1,4	156,6 ± 1,1	- 3,9 ± 0,8	- 16,7
	η	0,98 ± 0,01	0,99 ± 0,01	0,99 ± 0,04	0,97 ± 0,04	1,0 ± 0,03	1,0
D_{33}	δ	2,1 ± 2,2	2,0 ± 1,6	1,1 ± 1,7	0,9 ± 0,8	- 17,2 ± 1,4	6,0
	η	1,0 ± 0,03	1,0 ± 0,05	0,99 ± 0,03	0,98 ± 0,03	0,94 ± 0,03	1,0
D_{35}	δ	- 4,2 ± 2,2	- 4,6 ± 1,7	- 3,4 ± 0,8	- 3,1. ± 1,0	1,9 ± 1,5	- 15,8
	η	0,99 ± 0,02	0,98 ± 0,02	0,98 ± 0,03	1,0 ± 0,03	0,99 ± 0,03	1,0
F_{35}	δ	- 0,9 ± 0,9	1,0 ± 0,8	- 1,2 ± 1,1	- 1,3 ± 0,9	0,2 ± 0,5	0,3
	η	1,0 ± 0,02	0,99 ± 0,02	1,0 ± 0,03	0,99 ± 0,03	1,0 ± 0,02	0,96
F_{37}	δ	1,8 ± 0,6	2,1 ± 0,7	2,3 ± 0,8	2,4 ± 0,8	- 0,6 ± 1,4	- 3,1
	η	1,0 ± 0,02	1,0 ± 0,02	1,0 ± 0,02	1,0 ± 0,03	1,0 ± 0,03	0,99
χ^2_{total} N = 36		45,66	45,75	45,40	45,70	45,77	68,06
χ^2/N		1,27	1,27	1,26	1,27	1,27	1,89
σ_T* mb		19,82	19,81	19,80	19,79	19,86	20,64
$(\ )^*_{inél.}$ mb		2,02	2,0	2,03	1,99	2,05	3,44
$\chi^2_{partiels}$:							
Polarisation		3,02	2,97	3,12	2,94	2,73	15,46
$d\sigma/d\Omega$:							
Ogden		15,54	15,22	15,21	15,50	15,14	12,96
Debayssieux		26,65	27,14	26,59	26,82	27,44	30,64
σ_T et $(\sigma_T)_{inél.}$		0,45	0,42	0,48	0,44	0,46	9,0

* Valeurs calculées.

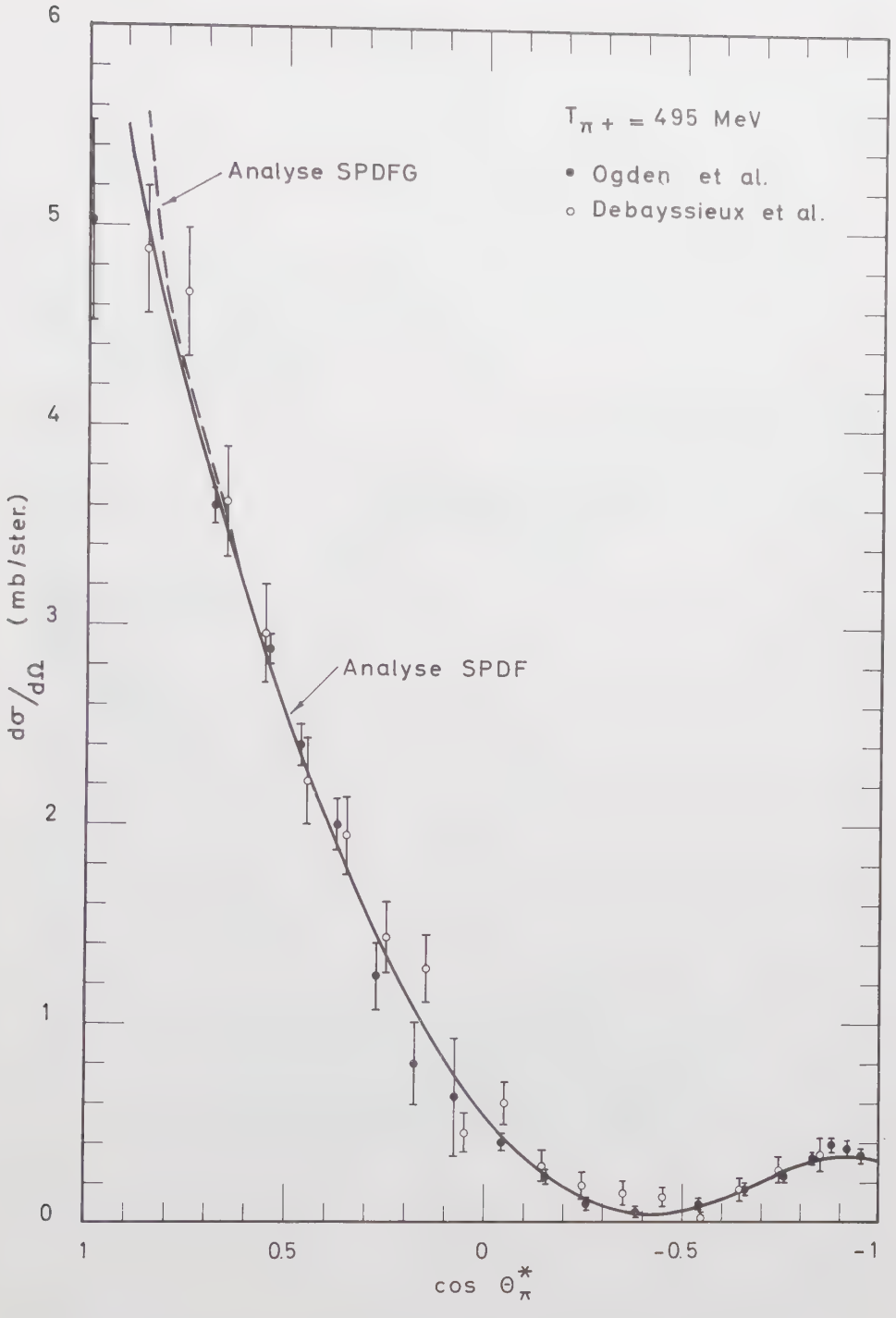


Fig. 36 - Description des résultats expérimentaux de la section efficace différentielle élastique par les solutions SPDF (les courbes sont confondues), Fermi I et Minami (Tableau XVI). La courbe tracée en traits interrompus permet de juger l'effet des ondes G dans une analyse en déphasages utilisant les mêmes données expérimentales.

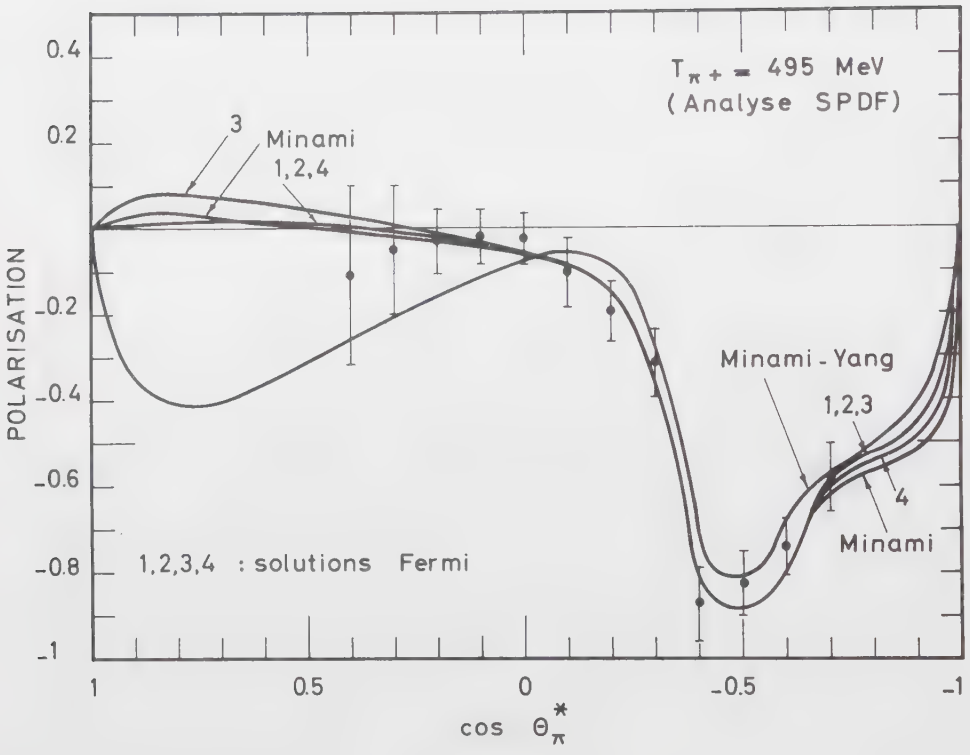


Fig. 37 - Comparaison entre les résultats expérimentaux et la variation de la polarisation prédite par les solutions SPDF (Tableau XVI). Les ambiguités du type Minami et Minami-Yang ne sont pas levées par la mesure de la polarisation, mais sont aisément rejetées en supposant une variation continue des déphasages avec l'énergie.

SIS/R/11428

T A B L E A U XVII

ANALYSE SPDFG A T_{π^+} = 495 MeV

(déphasages en degrés)

$\ell_{2T,2J}$		Fermi I No 1	Fermi I No 2		Fermi I No 1	Fermi I No 2
S_{31}	δ	-28,3 ±1,3	-26,7 ±1,4	χ^2_{total} N = 32	48,79	48,87
	η	0,96 $^{+0,04}_{-0,06}$	1,0 ±0,03			
P_{31}	δ	-12,7 ±2,1	-11,5 ±2,6	χ^2/N	1,53	1,53
	η	0,99 ±0,04	0,95 ±0,04			
P_{33}	δ	156 ±1,0	155,3 ±1,3	σ_T^* mb	19,98	19,97
	η	0,99 ±0,03	0,99 ±0,03			
D_{33}	δ	2,4 ±1,7	2,6 ±1,6	$(\sigma_T)^*_{inél.}$ mb	1,87	1,86
	η	0,99 ±0,03	1,0 ±0,03			
D_{35}	δ	- 4,4 ±0,9	- 4,7 ±1,4	χ^2 partiels P	2,69	2,71
	η	1,0 ±0,02	1,0 ±0,02	$d\sigma/d\Omega$:		
F_{35}	δ	- 0,3 ±0,9	- 0,1 ±0,8	Ogden	19,22	19,60
	η	1,0 ±0,02	0,99 ±0,02	Debaissieux	26,77	26,46
F_{37}	δ	1,1 ±0,8	1,2 ±0,9	σ_T et $(\sigma_T)_{inél.}$	0,11	0,10
	η	1,0 ±0,03	1,0 ±0,02			
G_{37}	δ	0,4 ±1,4	0,5 ±1,1			
	η	0,99 ±0,02	0,99 ±0,0			
G_{39}	δ	- 0,6 ±1,2	- 0,8 ±1,3			
	η	1,0 ±0,02	1,0 ±0,02			

* Valeurs calculées.

T A B L E A U XVIII

ANALYSE EN DEPHASAGES A T_{π^+} = 410 Mev

(déphasages en degrés)

$\ell_{2T,2J}$		Analyse SPD		Analyse SPDF
		Fermi I	Fermi II	Fermi I
S_{31}	δ	- 25,9 ± 1,0	- 31,7 ± 0,6	- 25,9 ± 0,9
	η	0,95 ± 0,01	1,0 ± 0,01	1,0 ± 0,04
P_{31}	δ	- 9,3 ± 1,2	- 16,9 ± 0,9	- 12,0 ± 2,0
	η	0,98 ± 0,02	1,0 ± 0,02	0,96 ± 0,03
P_{33}	δ	147,4 ± 0,5	153,4 ± 1,0	147,8 ± 0,7
	η	1,0 ± 0,01	1,0 ± 0,01	1,0 ± 0,02
D_{33}	δ	1,5 ± 0,8	- 4,3 ± 0,8	0,2 ± 1,2
	η	1,0 ± 0,01	0,94 ± 0,02	1,0 ± 0,02
D_{35}	δ	3,8 ± 0,8	3,1 ± 0,8	- 3,1 ± 1,0
	η	1,0 ± 0,01	1,0 ± 0,01	1,0 ± 0,02
F_{35}	δ			- 1,2 ± 0,7
	η			1,0 ± 0,01
F_{37}	δ			1,5 ± 0,8
	η			1,0 ± 0,01
χ^2_{total}		29,74	47,23	23,52
N		23	23	19
χ^2/N		1,29	2,06	1,24
σ_T^*		30,81	31,05	30,81
$(\sigma_T)^*_{inél.}$		1,29	2,03	0,79
χ^2 partiels:				
Pol.		9,77	20,71	8,97
$d\sigma/d\Omega$		18,57	19,34	14,52
σ_T et $(\sigma_T)_{inél.}$		1,40	7,18	0,03

SIS/R/11427

solutions. Les solutions SPDF correspondantes sont compatibles dans les limites d'erreur avec ces résultats. L'augmentation de χ^2/N semble indiquer que les ondes G ne sont pas nécessaires pour décrire correctement l'interaction. Elles sont du reste compatibles avec zéro.

II. ANALYSE A T_π = 410 MeV

33 données ont été utilisées :

i) Distribution angulaire de la polarisation du proton de recul à T_π = 414 MeV : 12 valeurs (tableau XIV).

ii) Section efficace différentielle élastique à 410 MeV : P.M. Ogden[24] ; 19 valeurs incluant le point vers l'avant calculé au moyen des relations de dispersion.

iii) Section efficace totale[23] : 30,8 ± 0,7 mb.

iv) Section efficace totale inélastique[58,59] : 0,7 ± 0,5 mb.

1. Analyse SPD

150 lots de déphasages ont été utilisés comme points de départ de l'analyse. Une seule solution, du type Fermi I (tableau XVIII), ayant un χ^2/N acceptable est trouvée. La solution Fermi II a une probabilité très faible de représenter la bonne solution ($\sim 10^{-3}$). La distribution angulaire est cependant bien décrite par les deux solutions. Par contre, la section efficace totale et la mesure de polarisation (Fig. 38) sont sensibles à l'ambiguité sur l'onde D. Toutes les autres solutions rejetées ont un $\chi^2/N > 3$.

2. Analyse SPDF

Le déphasage des ondes F était comme précédemment limité à 10°. En partant de 60 lots de déphasages choisis au hasard, il n'est trouvé que la solution Fermi I. En partant de la solution Fermi II de l'analyse SPD, on retrouve la même solution.

La description des résultats expérimentaux (Figs 38 et 39) est meilleure (χ^2 = 23,5) que dans le cas de l'analyse SPD (χ^2 = 29,7), mais la valeur de χ^2/N change peu.

III. DISCUSSION

Les données de polarisation sont suffisantes pour lever toutes les ambiguités à T_π = 410 MeV : la solution Fermi II, dont le χ^2 est grand dans une analyse SPD, n'est plus trouvée après l'inclusion des ondes F.

A T_π = 494 MeV, la solution SPD Fermi II, qui a un bon χ^2, n'apparaît plus après l'inclusion des ondes F. Quant à la solution Minami, elle décrit bien les résultats expérimentaux, mais doit être exclue si l'on exige la continuité avec l'analyse à 410 MeV, et les analyses à basse énergie de L.D. Roper[28b] et plus récemment de M.H. Hull[62].

La diminution notable du χ^2 montre clairement que l'inclusion des ondes F est nécessaire : le déphasage δ_{37} est significativement différent de zéro. Ce résultat découle de la connaissance précise de la distribution angulaire de la polarisation sur un domaine étendu.

Les résultats qui sont donnés dans ce travail optimisent les valeurs que nous avons précédemment publiées[25].

P. Bareyre et al.[5] ont effectué une analyse en ondes partielle de la diffusion $\pi^- p$ en séparant les états T = ½ et ³⁄₂, avec les résultat des mesures rapportées dans ce travail, et de ceux relatifs à la diffusio $\pi^- p$ (polarisation du proton de recul[21], distribution angulaire des collisions élastiques[24]). Le tableau XIX donne les résultats de cette analyse.

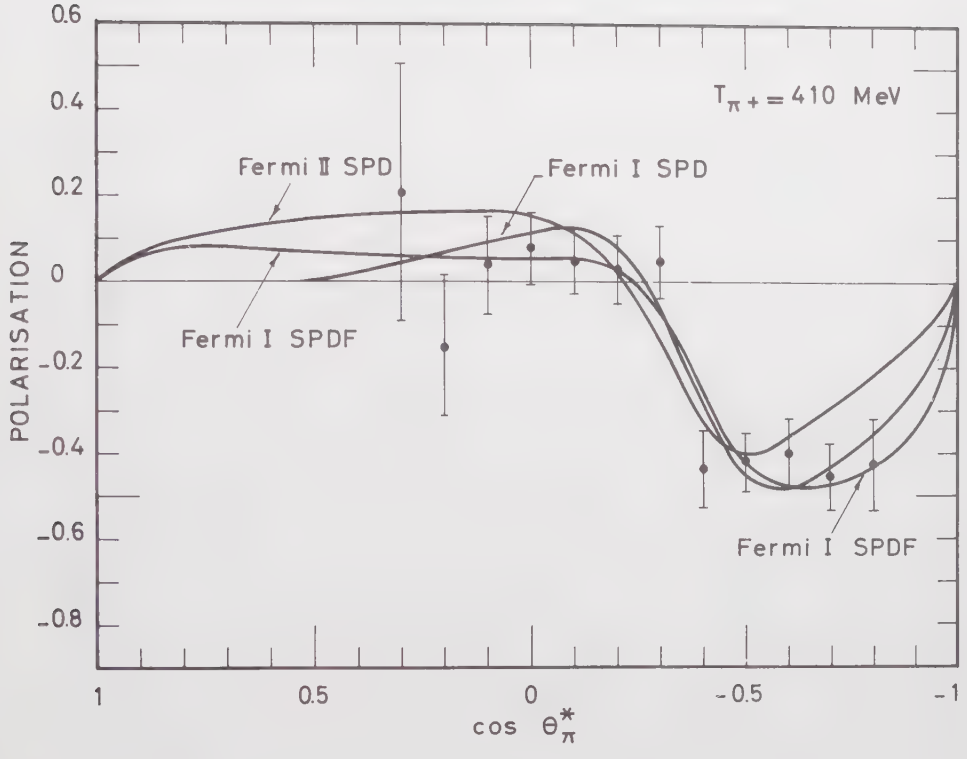


Fig. 38 - Résultats expérimentaux et prédictions du comportement de la polarisation pour les deux solutions SPD et la solution unique SPDF Fermi I (Tableau XVII) de l'analyse en déphasages à 410 MeV.

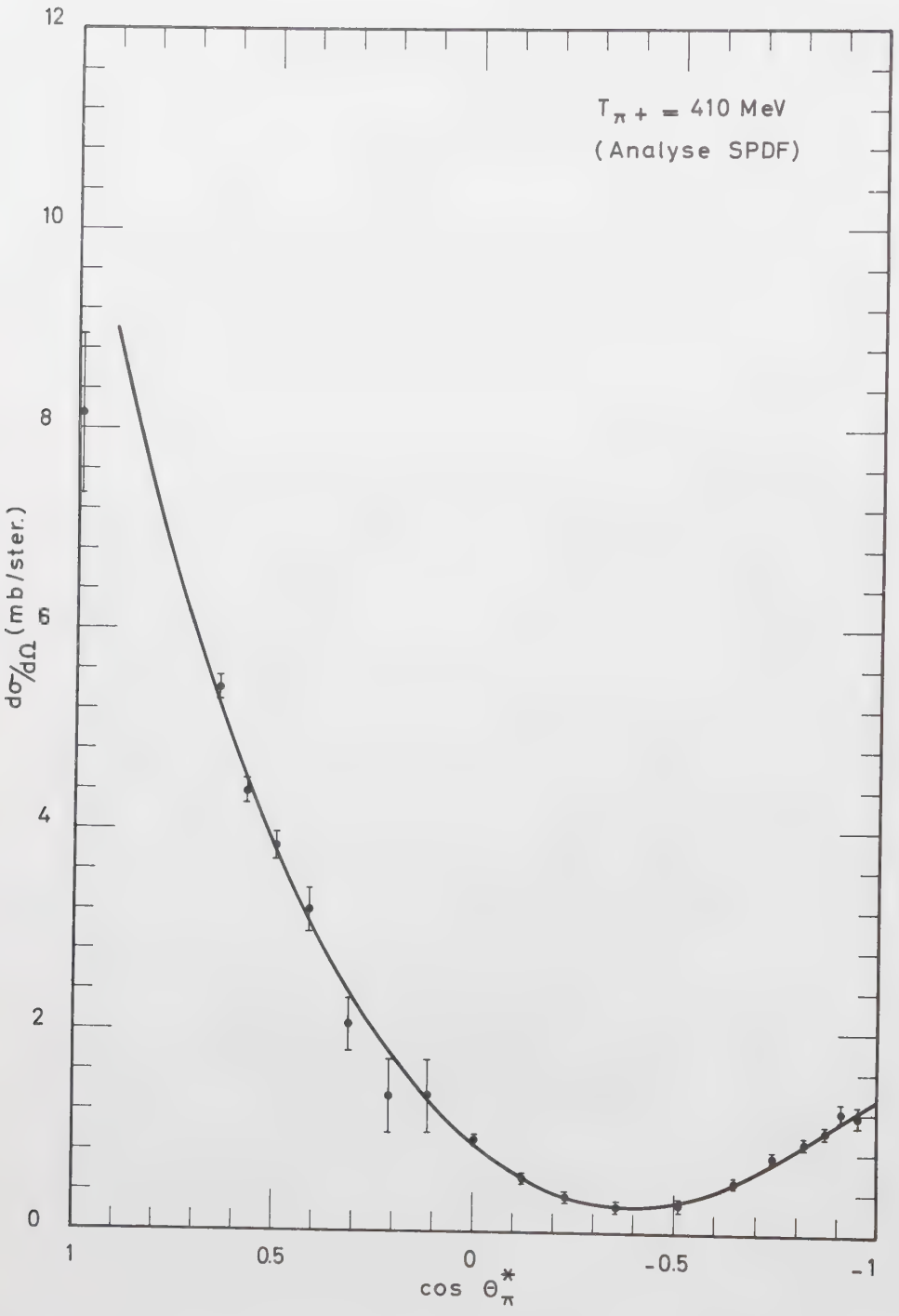


Fig. 39 - Résultats expérimentaux et prédiction du comportement de la section efficace différentielle élastique pour la solution SPDF Fermi I à T_π = 410 MeV.

T A B L E A U XIX

ANALYSE DE P. BAREYRE ET AL.[5] DE LA DIFFUSION $\pi^- p$

RESULTATS DE L'ETAT $T = 3/2$

(Déphasages en degrés)

	T_π = 410 MeV sol. A ≃ sol. B		T_π = 490 MeV solution A		solution B	
	δ	η^*	δ	η^*	δ	η^*
S_{31}	-26,5 ± 0,6	0,98 ± 0,01	-28,8 ± 0,6	0,96 ± 0,01	-26,9 ± 0,4	1,
P_{31}	-11,3 ± 0,9	0,96 ± 0,02	-15, ± 0,8	0,99 ± 0,02	-13,9 ± 1,	0,94 ± 0,02
P_{33}	148 ± 0,4	1,	156,8 ± 0,5	1,	155,4 ± 0,5	0,97 ± 0,01
D_{33}	0,2 ± 0,5	1,	1,3 ± 0,7	0,97 ± 0,01	0,7 ± 0,4	0,99 ± 0,03
D_{35}	- 2,5 ± 0,6	1,	- 2,5 ± 0,6	1,	- 2,5 ± 0,5	1,
F_{35}	- 0,4 ± 0,3	1,	- 0,4 ± 0,5	1,	- 0,5 ± 0,4	1,
F_{37}	0,7 ± 0,4	1,	1,7 ± 0,4	0,99 ± 0,01	2,0 ± 0,4	1,

A 410 MeV, ces résultats sont bien compatibles avec ceux relatifs à l'état $T = 3/2$ seul (ce travail). A 490 MeV, l'accord est presque aussi bon entre la moyenne des quatre solutions SPDF du tableau XVI et la solution B de Bareyre. Les erreurs obtenues sont plus faibles (dans un rapport 2 à 3 pour les déphasages) que celles rapportées dans ce travail, en raison de la contrainte supplémentaire des données expérimentales de la diffusion $\pi^- p$.

*) Dans cette analyse, les paramètres d'absorption égaux à 1 ne sont pas affectés d'une erreur.

Un résultat essentiel de la présente analyse est de montrer que les conclusions des analyses effectuées à 310 MeV étaient pessimistes[15,1] la crainte de ne pouvoir prolonger les analyses à haute énergie, sans l'aide de la théorie pour apporter des informations complémentaires[59], n'était pas justifiée.

Dans l'analyse de J.H. Foote[15] en π^+, l'inclusion des ondes F ($|\delta_3^{\pm}| < 9°$) augmentait beaucoup les erreurs de la solution originale SPD (sauf pour le déphasage de P_{33}); et permettait, contrairement à ce qui est constaté ici, de trouver avec un bon χ^2 une solution supplémentaire du type Fermi II (tableau XX), et les ambiguités associées du type Yang et Minami-Yang.

Dans une analyse similaire de la diffusion $\pi^+ p$ à 250 MeV, utilisant les mesures de polarisation de C.H. Schultz[63] (7 points dans l'intervalle $68° < \vartheta_\pi^* < 147°$, précision moyenne $\overline{\Delta P} \simeq 0{,}09$), W.K. Troka[61] aboutit également à l'ambiguité de l'onde D, lorsque les ondes F sont incluses. Cependant, la probabilité que la solution Fermi II représente la bonne solution est ici inférieure à 5%. Les erreurs qui affectent le ondes P_{31} et les ondes D sont seules altérées (± 1,6° au lieu de ± 0,6°).

Le fait que l'on se heurte à des difficultés dans ces analyses réfléchit seulement l'insuffisance des données expérimentales, spécialeme de polarisation.

Dans la présente analyse à 495 MeV, l'inclusion des ondes G qui sont trouvées compatibles avec zéro, altère peu la solution SPDF.

T A B L E A U XX

ANALYSE EN DEPHASAGES DE LA DIFFUSION $\pi^+ p$ *) A 310 MeV

RESULTATS DE J.H. FOOTE[48]

	Solution		
	SPD	SPDF	
		Fermi I	Fermi II
χ^2	15,8	14,1	18,3
S_{31}	- 18,5 ± 0,6	- 17,2 ± 2,6	- 35,5 ± 0,7
P_{31}	- 4,7 ± 0,6	- 2,9 ± 4,0	- 16,1 ± 0,7
P_{33}	134,8 ± 0,6	135,0 ± 0,6	151,4 ± 0,8
D_{33}	1,9 ± 0,4	3,1 ± 2,6	- 11,4 ± 0,5
D_{35}	- 4,0 ± 0,4	- 4,9 ± 2,1	13,1 ± 0,5
F_{35}		0,5 ± 0,6	- 1,1 ± 0,3
F_{37}		- 0,6 ± 1,4	- 1,8 ± 0,3

*) - 4 points de polarisation dans l'intervalle $-0,85 < \cos\vartheta_\pi^* < -0,35$;
- section efficace différentielle : 23 données.

B. DIFFUSION $\pi^+ p$ ENTRE 200 ET 700 MeV

Dans ce paragraphe, les solutions issues de ce travail, à 410 et 495 MeV, sont comparées à celles qui ont été récemment publiées, et aux prédictions de la théorie de dispersion.

I. LES PREDICTIONS THEORIQUES

En utilisant le schéma des interactions périphériques, J. Hamilton et al.[2,4] (dénommé dans la suite, DHL) ont développé une méthode qui utilise les relations de dispersion pour les amplitudes $A_\ell^{\pm}(s) = a_\ell^{\pm}(s)/q^{2\ell}$ ($a_\ell^{\pm}$ sont les amplitudes de diffusion habituelles; dans le système du C.M., q et s sont respectivement le moment et le carré de l'énergie totale).

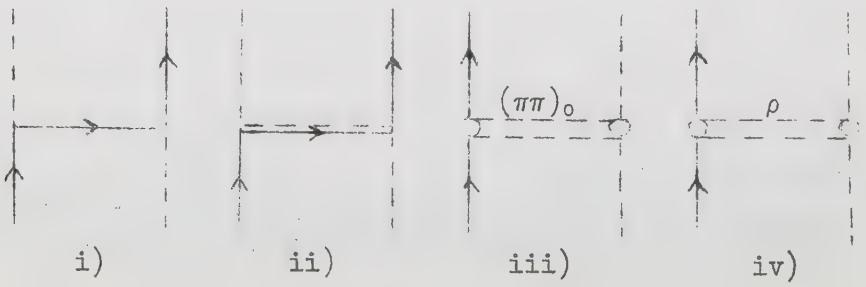
La contribution la plus importante aux intégrales de dispersion provient des singularités les plus proches du seuil physique $s = (M+\mu)^2$, issues des interactions à longue portée. DHL ont calculé, pour les ondes PDF qui ne "résonnent" pas dans l'intervalle d'énergie considéré (ici P_{33}), la contribution aux interactions à longue portée des quatre processus suivants :

i) Echange d'un nucléon N.

ii) Echange d'un isobare-nucléon N* dominé par la résonance $3/2$, $3/2$.

iii) Echange d'une paire de pions $(\pi\pi)_0$ fortement couplés dans un état T = 0, J = 0.

iv) Echange d'un ρ (résonance mésonique T = 1, J = 1).



Le facteur $q^{2\ell}(\ell \geq 1)$ de l'amplitude $A_\ell{}^{\pm}$ diminue beaucoup l'importance des interactions à courte portée (singularités éloignées du seuil physique), qui correspondent à des processus tels que l'échange d'un méson lourd, le F^0 par exemple, ou d'une paire de nucléons. DHL ont exprimé la contribution globale de ces processus, par un pôle, en utilisant la condition d'unitarité. La position du pôle est choisi en utilisant des résultats expérimentaux. Dans le cas de P_{31}, ce choix joue un rôle important. Pour P_{33}, l'interaction à courte portée est très faible, comparée à l'interaction (attractive) à longue portée [échange d'un nucléon et d'un dipion $(\pi\pi)_0$] qui produit la résonance.

Il n'y a pas à présent de théorie qui prédise de façon satisfaisante la valeur du paramètre d'absorption $\eta_\ell{}^{\pm}(s)$. La correction de re-diffusion (terme d'intégration des relations de dispersion sur le domaine physique), qui nécessite la connaissance de ces paramètres, limite la précision des prédictions. Pour les prédictions[4] qui sont montrées sur les Figs 40 à 44, A. Donnachie et J. Hamilton ont utilisé les résultats de P. Auvil et al.[26].

II. LES ANALYSES EN DEPHASAGES

1. Les différents types d'analyse

Les analyses les plus récentes, auxquelles nous comparerons nos solutions, ont utilisé des données théoriques afin de compléter les résultats expérimentaux disponibles, pour tenter de résoudre le problème de l'analyse en déphasages (cf. introduction). Elles ont été faites au moyen du test de χ^2, pour effectuer l'optimisation simultanée des solutions relatives aux deux états de spin isobarique $T = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, aux données expérimentales de la diffusion $\pi^{\pm}p$. Ces analyses sont de deux types :

i) Les analyses faites indépendamment à différentes énergies, et utilisant comme "données", les prédictions théoriques des ondes F déduites des relations de dispersion. C'est la méthode employée primitivement par T. Kane et G. Spearman[59] pour résoudre l'ambiguité de l'analyse de J.H. Foote à 310 MeV, et développée par P. Auvil et al.[26] (ADLL) dans leur analyse, entre 300 et 700 MeV, sur la base des prédictions de J. Hamilton et al.[3].

ii) Les analyses cherchant à relier les résultats obtenus à différentes énergies, en exprimant : 1) les déphasages et les paramètres d'absorption sous forme de polynômes, en fonction de l'impulsion dans le système du C.M.; 2) les amplitudes des ondes résonnantes par une formule de Breit-Wigner. Cette méthode, employée par G. Breit et al.[64] dans N-N, a été généralisée à π-N par L. Roper[28] entre 0 et 700 MeV (appendice D).

L'analyse de M.H. Hull et F.C. Lin[62] au-dessous de 300 MeV est similaire, mais utilise comme données supplémentaires, les valeurs calculées au moyen de relations de dispersion, des ondes D jusqu'à 120 MeV, et des ondes F au-delà de cette énergie.

L'analyse de B.H. Bransden et al.[27] (BMO), entre 300 et 700 MeV est effectuée au moyen d'une paramétrisation suggérée par les propriétés analytiques des amplitudes de diffusion $a_{\ell}^{\pm}$. Elle est basée sur une

relation de dispersion pour $Re(a_\ell^{\pm})^{-1}$, et la relation d'unitarité à des énergies physiques, entre $Im(a_\ell^{\pm})^{-1}$ et le coefficient d'inélasticité $R_\ell^{\pm} = \sigma_\ell^{\pm}/\sigma_\ell^{\pm}(él)$:

$$\sigma m(a_\ell^{\pm})^{-1} = -q \cdot R_\ell^{\pm}(q).$$

2. Résultats

Bien que le seuil de création d'un π soit de 170 MeV environ, on peut considérer que les phénomènes inélastiques sont négligeables jusqu'à 300 MeV.

i) A basse énergie ($T_\pi < 300$ MeV), Hull et Lin trouvent plusieurs solutions de déphasages. Une de celles-ci est cependant plus probable en raison des données, et par comparaison avec les calculs théoriques de dispersion. Elle est en bon accord avec l'analyse de Roper pour S_{31}, P_{33}, D_{35} :

- le comportement de P_{33} est connu. Son amplitude est bien décrite par une formule de Breit-Wigner généralisée (appendice D);
- le déphasage de S_{31} a la variation linéaire attendue[66], en fonction de l'impulsion dans le C.M., jusqu'à $(T_\pi)_{lab} = 200$ MeV. La longueur de diffusion associée est égale à[67] :

$$b_o^3 = -0,088 \pm 0,004;$$

- l'onde P_{31} est également répulsive. La variation de son déphasage, δ_1-, est plus rapide dans l'analyse de Lin où il a un comportement sensiblement linéaire en fonction de l'énergie cinétique dans le laboratoire :

$$\delta_1- \simeq -0,07[T_\pi(\text{MeV}) - 20]$$

$$(20 < T_\pi < 300);$$

- au-dessous de 120 MeV, les ondes D sont négligeables. Au-delà, le signe de $\delta(D_{35})$ est bien défini (< 0); D_{33} est attractive dans l'analyse de Roper et répulsive dans celle de Lin;

- la contribution des ondes F, spécialement F_{35}, semble négligeable au-dessous de 300 MeV.
En effectuant une analyse à 310 MeV, incluant les valeurs calculées des ondes F, Hull et Lin ont trouvé une solution qui est en très bon accord avec les résultats de ADLL, de Kane et Spearman, et de Roper. Dans tous ces cas, le déphasage de D_{33} est faible ($\sim 0°7 \pm 0,5$) mais positif.

ii) Au-dessus de 300 MeV, la variation des déphasages et des paramètres d'absorption des analyses de Roper, BMO et ADLL est montrée sur les Figs 40 à 44. Des différences notables de comportement apparaissent

- analyse de Roper : P_{31} est absorbée au-delà de 300 MeV et son déphasage (< 0) change de signe vers 650 MeV. D_{33} est attractive et D_{35} répulsive (son déphasage δ_2^+ atteint 7° à 650 MeV). F_{35} est attractive;

- analyse de BMO : S_{31} est fortement absorbée au-delà de 600 MeV. P_{31} est également absorbée au-delà de 300 MeV, et son déphasage reste sensiblement constant jusqu'à 700 MeV. δ_2^- (onde D) est faible, mais négatif.

- analyse de ADLL : S_{31} est fortement absorbée au-delà de 600 MeV. P_{31} (répulsive) est absorbée au-dessus de 600 MeV; son déphasage augmente jusqu'à 700 MeV. Le déphasage de P_{33} augmente plus rapidement que dans les analyses précédentes. D_{33} est absorbée au-delà de 400 MeV (production de l'isobare $\frac{3}{2}, \frac{3}{2}$ en onde S), et son déphasage, positif à 310 MeV, devient négatif à plus haute énergie.

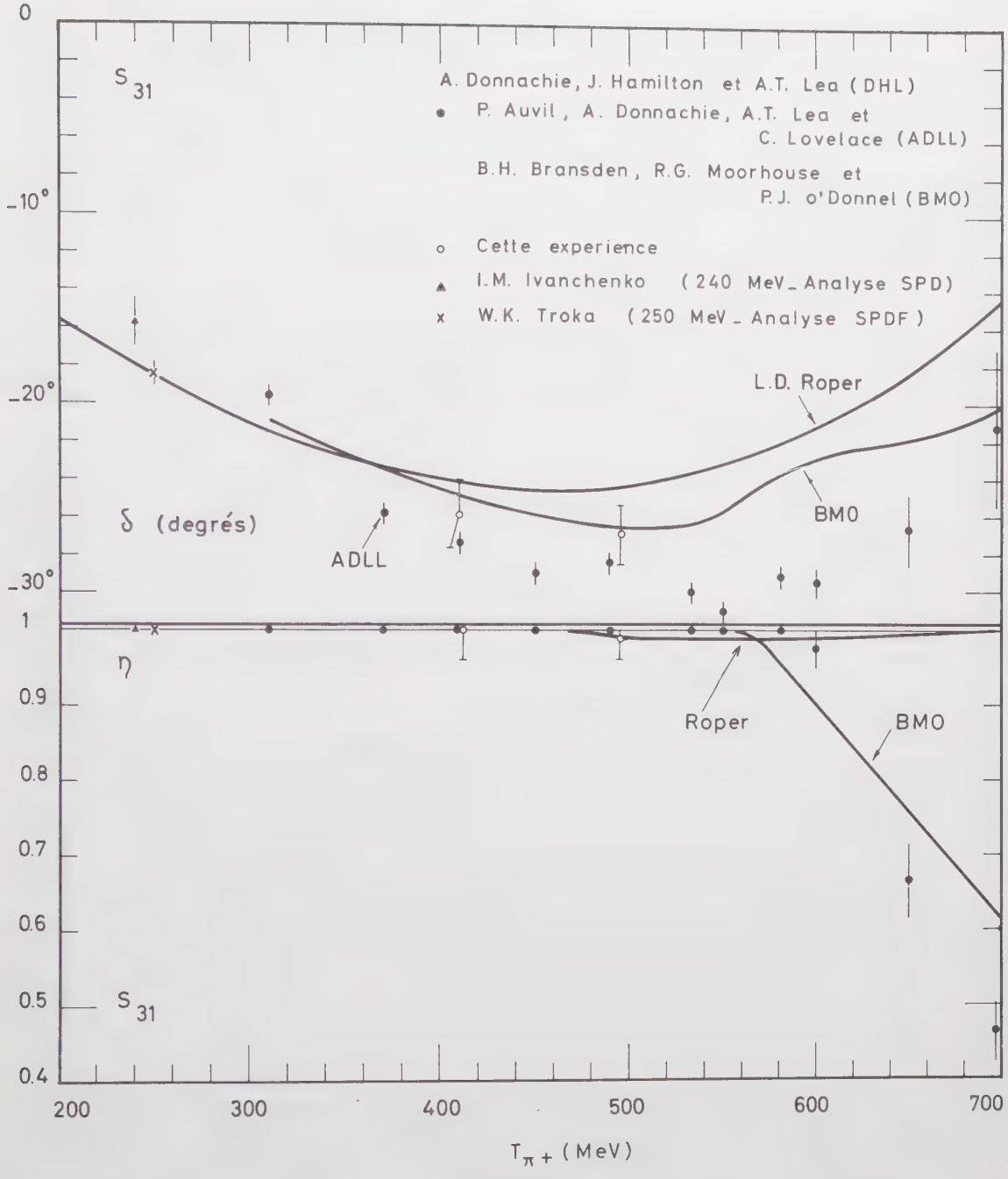


Fig. 40 - Les figures 40 à 44 montrent l'ensemble des résultats pour l'état de spin isotopique T = ½ des analyses en déphasages effectuées récemment entre 200 et 700 MeV. Les courbes repérées Roper et BMO correspondent à des analyses simultanées de toutes les données expérimentales disponibles dans cet intervalle d'énergie, sur la base d'une paramétrisation des déphasages et des paramètres d'absorption. L'analyse de ADLL est faite à énergie fixée, mais en utilisant comme données expérimentales complémentaires, les prédictions théoriques de DHL pour les petites ondes de moment angulaire orbital élevé. Les résultats d'Ivanchenko, de Troka sont, comme cette analyse, libres de toute hypothèse théorique.

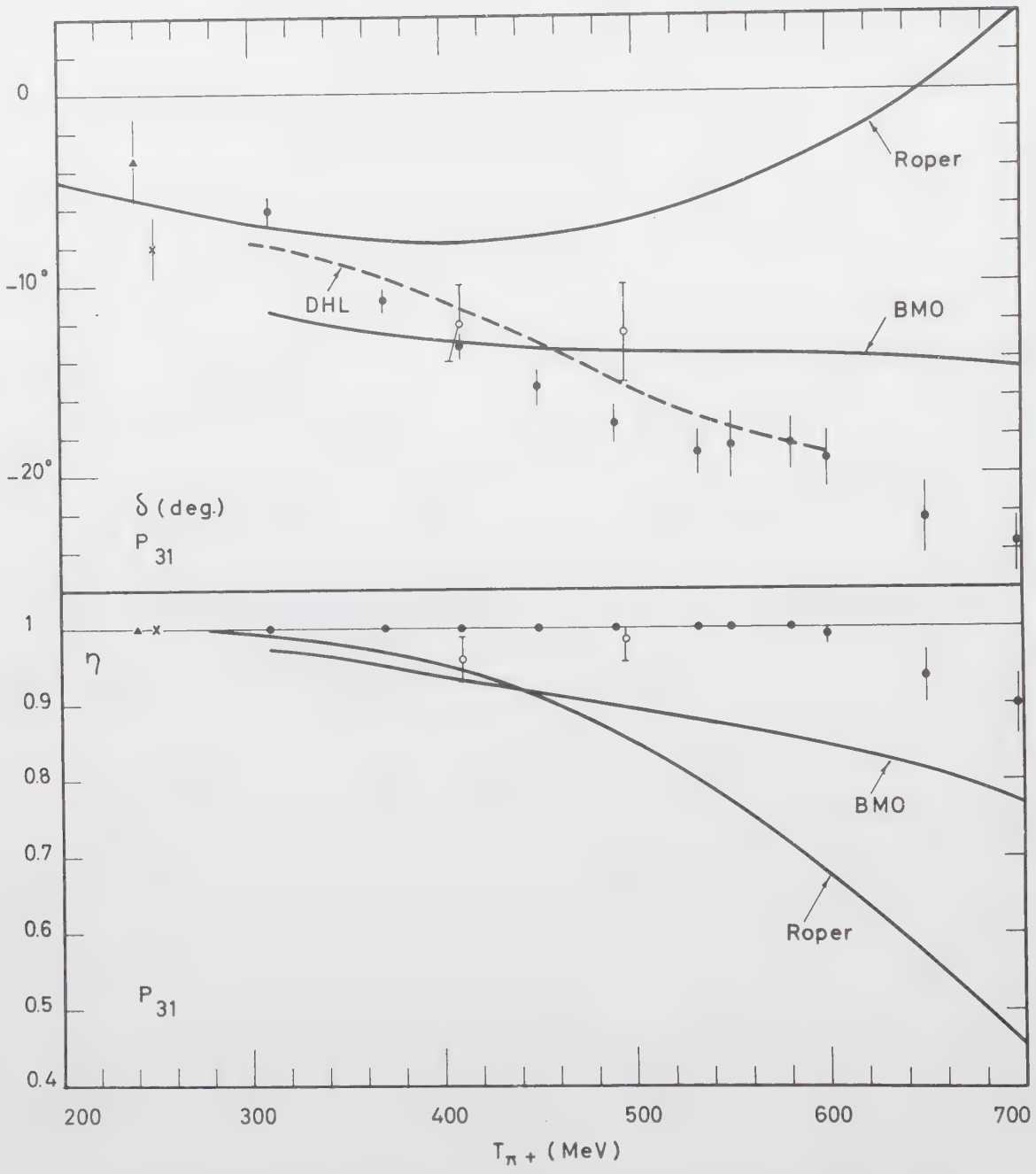


Fig. 41 - Voir légende de la Fig. 40.

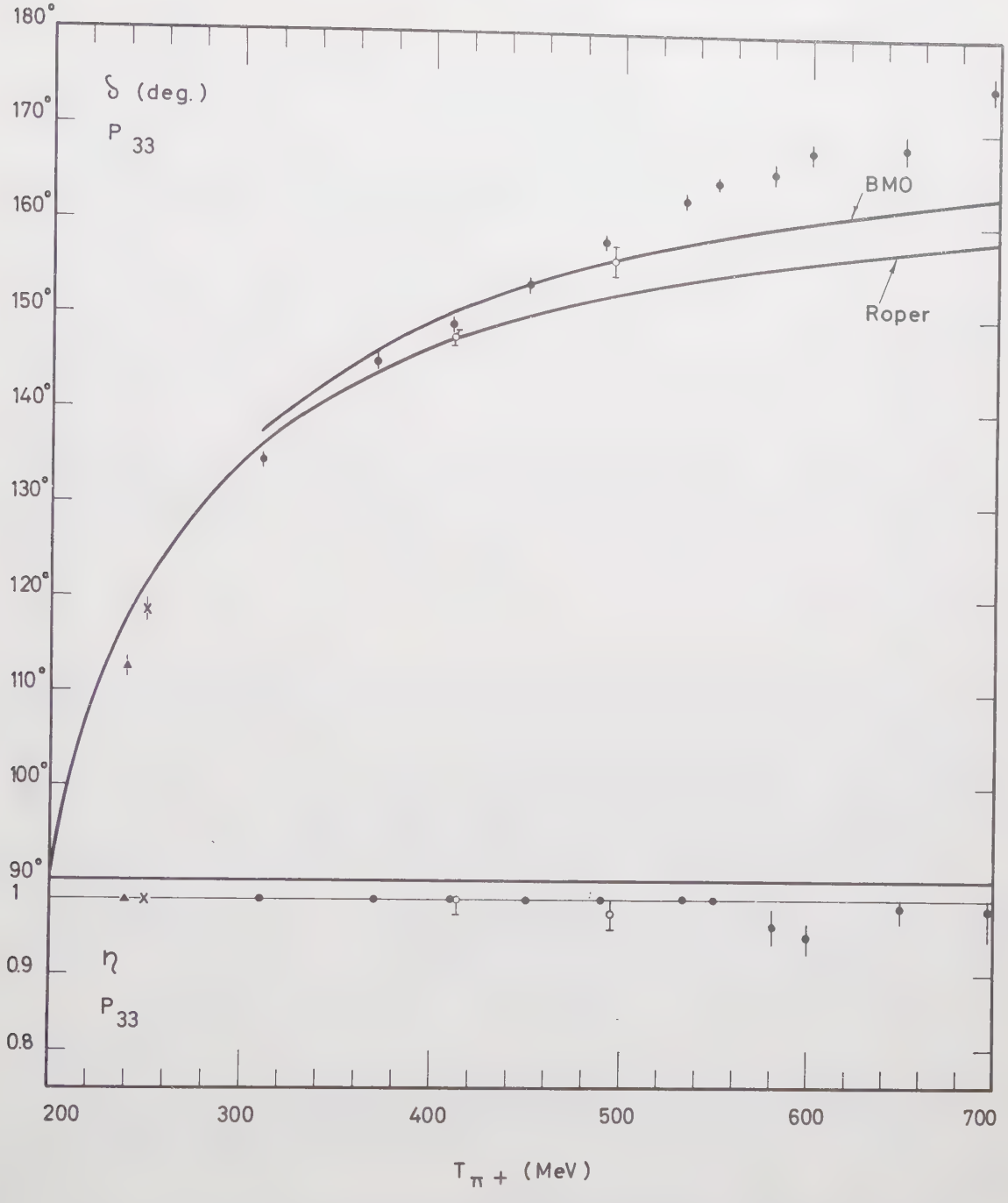


Fig. 42 - Voir légende de la Fig. 40.

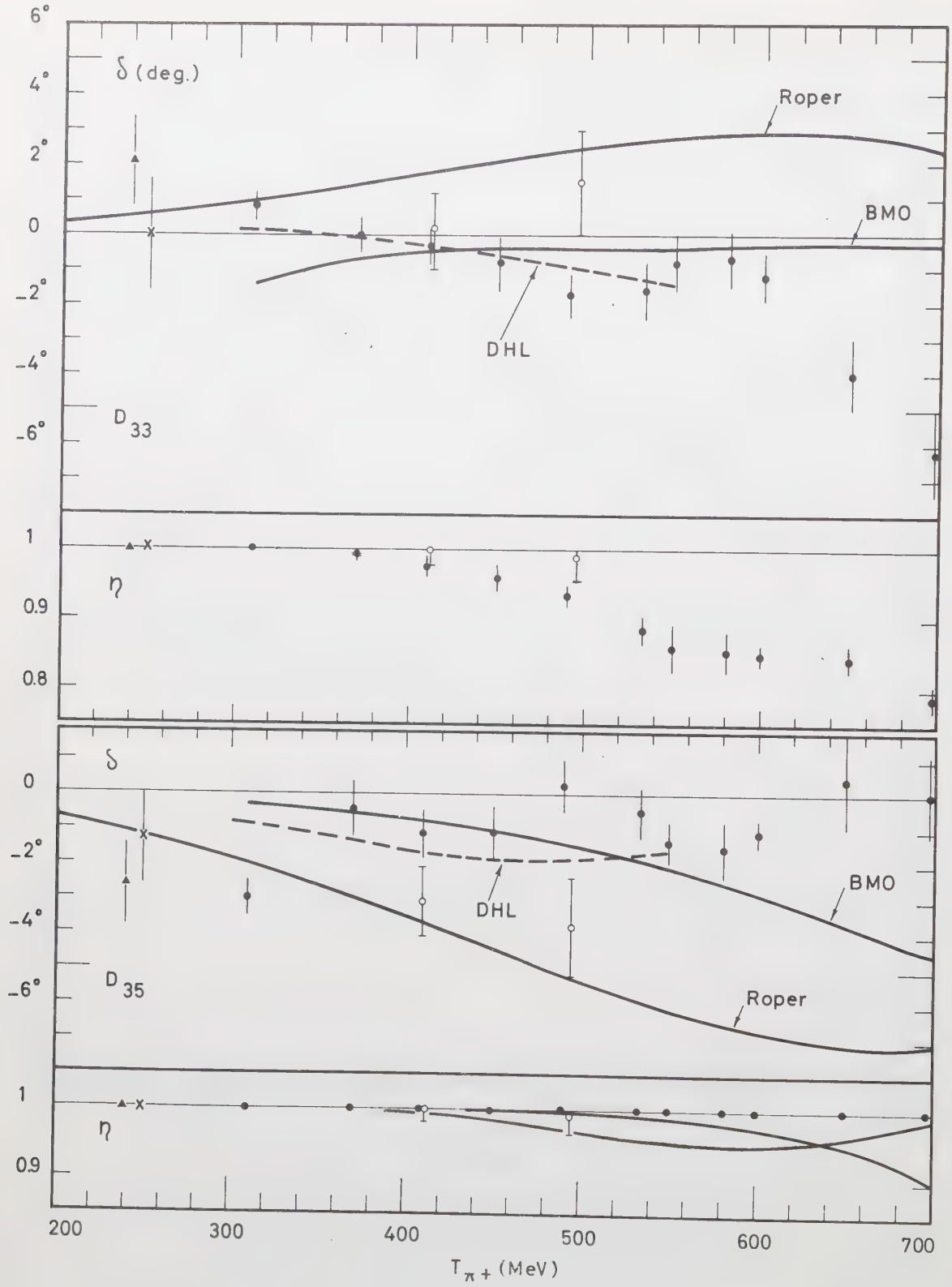
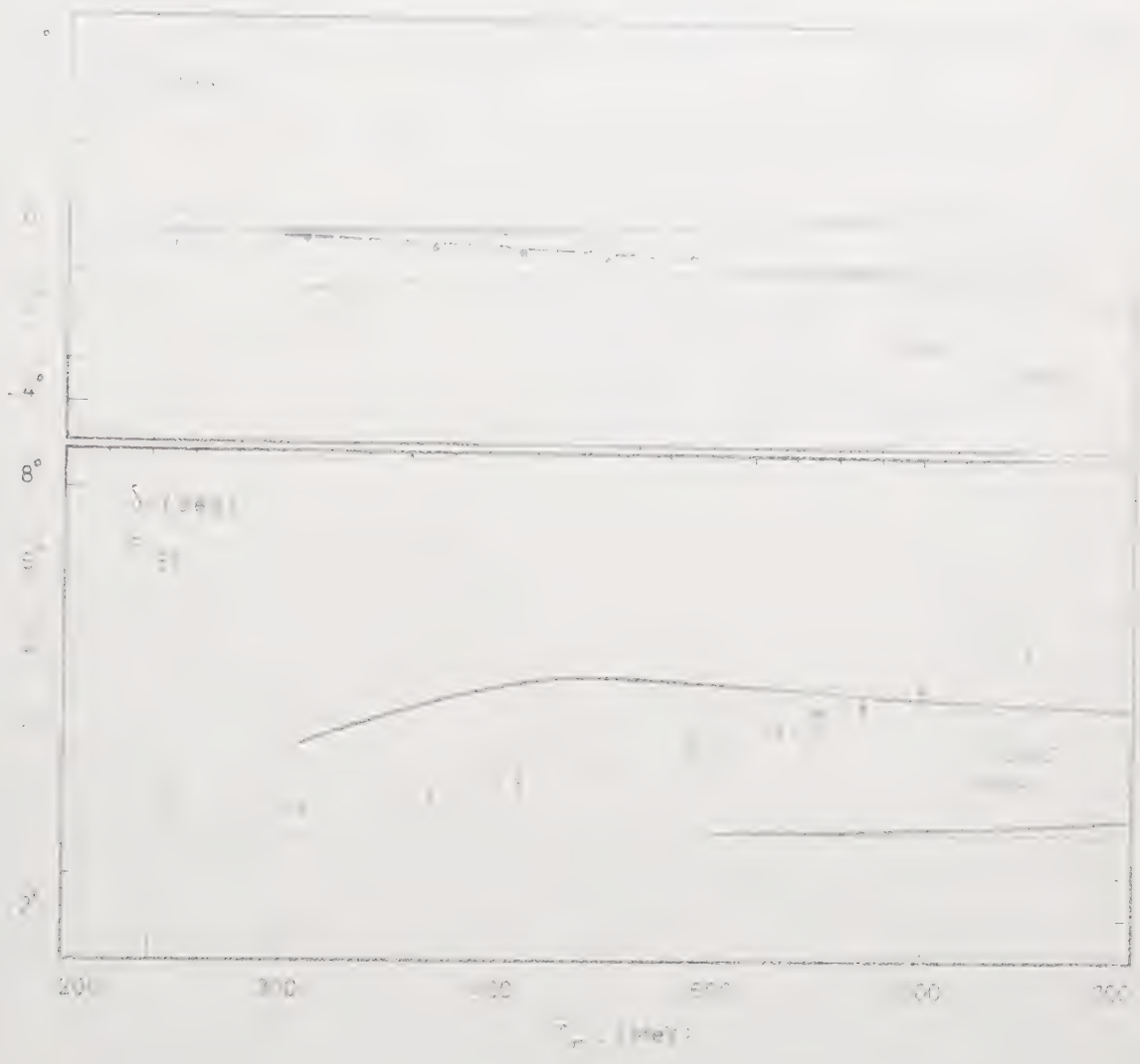


Fig. 43 - Voir légende de la Fig. 40.



Les erreurs données par ADLL sont faibles en raison de la contrainte de la diffusion $\pi^- p$, mais comparables à celles estimées par P. Bareyre (tableau XIX). Il y a cependant une erreur systématique indiquée par ADLL : dans l'intervalle 370-533 MeV, P_{31} et D_{33} peuvent être augmentées de 1°, et D_{35} diminuée de 1°.

III. DISCUSSION - COMPARAISON AVEC NOS RESULTATS A 410 ET 495 MeV

Les analyses de Roper et de BMO constituent un succès partiel. Elles ont permis une connaissance approchée, ou approximative, des déphasages et de leurs variations avec l'énergie. Le tableau XXI donne la valeur de χ^2 calculée pour ces solutions, avec les données expérimentales que nous avons utilisées dans nos analyses à 410 et 495 MeV. La figure 45, qui montre la distribution angulaire de la polarisation déduite de ces solutions, rend compte du caractère approximatif de ces analyses.

L'analyse de ADLL décrit bien notre mesure de polarisation à 492 MeV. A T_π = 410 MeV, l'accord est presque aussi bon.

Nos solutions à 410 et 495 MeV sont de façon satisfaisante en accord avec cette analyse. La différence la plus grande affecte les ondes D à 490 MeV. Cependant, nos déphasages pour S_{31}, P_{31} et P_{33} sont légèrement plus faibles, spécialement P_{31} à 495 MeV. Ceci tient à la contrainte de la diffusion $\pi^- p$ dans l'analyse de ADLL, et au fait que les paramètres d'absorption sont dans ce cas fixés à 1.

En partant des solutions de ADLL, et en effectuant suivant la procédure classique une minimisation de χ^2, nous avons toujours retrouvé nos résultats.

Les solutions des analyses en déphasages de W.K. Troka[61] à 250 MeV (SPDF) et de I.M. Ivanchenko[60] à 240 MeV (SPD), qui sont libres de toutes données théoriques, ont été portées sur les Figs 40 à 44. Ces résultats ne sont toutefois pas totalement indépendants, puisque les mesures de polarisation de C. Schultz et al.[63] à 250 MeV ont été utilisées dans les deux cas.

T A B L E A U X X I

TEST DE χ^2 POUR LES SOLUTIONS MONTREES

SUR LES FIGURES 40 A 44

	T_π = 410 MeV				T_π = 495 MeV			
	Solutions				Solutions			
	Cette analyse	ADLL	Roper	BMO	Cette analyse (No 3)	ADLL	Roper	BMO
χ^2_{total}	23,5	37,3	471,2	97,9	45,4	49,1	486	743,4
$\chi^2_{partiels}$:								
$d\Omega/d\Omega$:								
Ogden	14,5	20,2	334,2	59	15,2	15,6	48,9	539,5
Debayssieux					26,6	29,3	33,9	83,5
Polarisation	9,0	16,4	63,5	26,5	3,1	3,9	378,4	110,4
σ_T et $(\sigma_T)_{inél.}$	0,0	0,7	73,5	12,4	0,5	0,3	24,8	10
Valeur calculée :								
σ_T	30,81	30,75	24,89	28,47	19,8	20,08	22,87	19,03
$(\sigma_T)_{inél.}$	0,79	1,12	1,44	1,28	2,03	2,04	3,51	3,37
Expérimentale :								
σ_T	30,8 ± 0,7				20,1 ± 0,7			
$(\sigma_T)_{inél.}$	0,7 ± 0,5				1,7 ± 0,6			

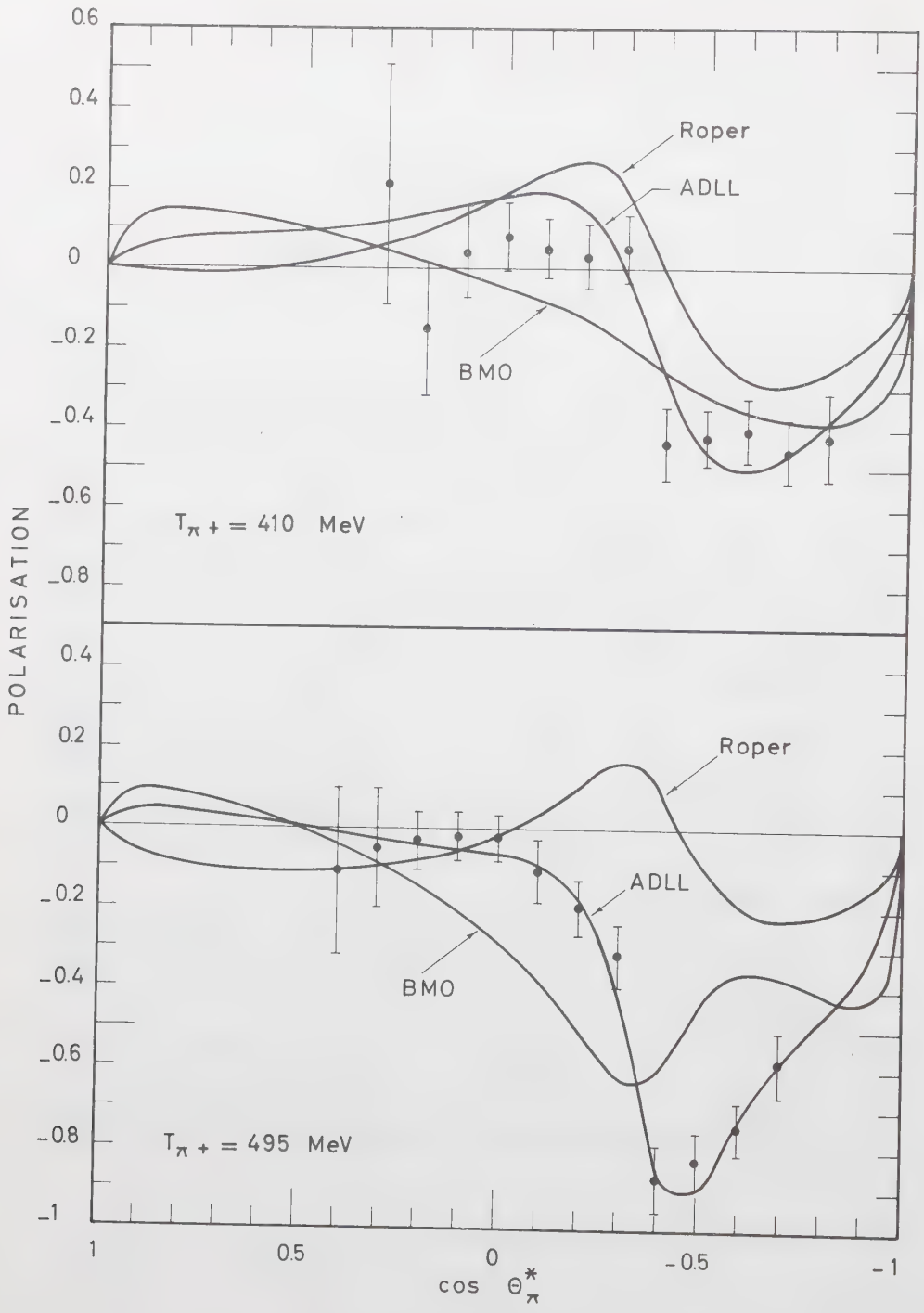


Fig. 45 - Comparaison entre les résultats expérimentaux de cette expérience et les prédictions du comportement de la polarisation pour les solutions montrées sur les Figs 40 à 44, à T_π = 410 et 495 MeV.

Le comportement des ondes D à ces énergies et à 310 MeV est bien prolongé par nos solutions, spécialement D_{35}. Le déphasage de D_{33} est positif, mais compatible avec zéro à 410 et 495 MeV. Ce résultat (voir aussi P. Bareyre) est en désaccord à 490 MeV avec les prédictions de DHL[4].

L'accord de F_{35} avec DHL est bon. Les petits écarts qui existent pour P_{31} et D_{33} peuvent être dus à l'évaluation des singularités éloignées (interactions à courte portée) et aux variations des paramètres d'absorption (correction de re-diffusion).

C O N C L U S I O N

Un résultat important de la présente analyse en déphasages, est de montrer la possibilité de prolonger les analyses au-delà de 300 MeV, sans l'aide de la théorie pour déterminer les ondes de moment angulaire élevé.

La connaissance de la polarisation du proton de recul sur un large domaine angulaire, et avec une bonne précision, a permis d'obtenir pour l'état de spin isobarique $T = 3/2$ seul, une solution SPDF du type Fermi I qui prolonge bien les résultats à plus basse énergie. La solution est trouvée sans ambiguité à 410 MeV. A 495 MeV, une ambiguité du type Minami est apparue, mais peut être rejetée facilement.

Il est trouvé que :

i) Les ondes F sont nécessaires pour décrire les résultats expérimentaux, spécialement F_{37}. L'amplitude de F_{35} est en bon accord avec les prédictions théoriques de J. Hamilton.

ii) Le signe du déphasage de D_{35} est bien défini : D_{35} est répulsive. Ce résultat confirme les calculs théoriques. Par contre, le comportement de D_{33} (déphasage positif, mais compatible avec zéro) est en contradiction avec ces mêmes calculs.

L'analyse simultanée des états $T = 1/2, 3/2$, de P. Bareyre et al., aux mêmes énergies, altère peu les solutions de ce travail, mais diminue notablement les erreurs.

R E M E R C I E M E N T S

C'est pour moi un très grand plaisir de pouvoir maintenant exprimer ma reconnaissance à tous ceux à qui je dois ce travail :

Monsieur le Professeur M. Scherer, Directeur du Laboratoire de Physique corpusculaire de l'Université de Caen, m'a toujours témoigné une bienveillante attention, et n'a jamais cessé de me prodiguer les conseils et les encouragements que l'on apprécie particulièrement dans les moments difficiles. Je le remercie de la confiance qu'il m'a accordée au cours de cette expérience, et le prie de croire à mon respectueux attachement.

Monsieur le Professeur B. Grégory a été mon parrain au C.N.R.S. Sa compréhension, ses conseils m'ont encouragé; son aide a aplani mes difficultés. Qu'à cette occasion, il me soit permis de lui exprimer ma gratitude.

Monsieur le Professeur Berthelot, Directeur du Laboratoire de Physique corpusculaire à haute énergie du C.E.N., Saclay, a encouragé la collaboration de ses services avec l'université de Caen. Son soutien à Saclay et auprès du C.N.R.S a été un facteur essentiel de notre réussite, dont je lui suis particulièrement reconnaissant. L'hospitalité qui nous a été donnée dans son laboratoire, la gentillesse et la compétence de ses collaborateurs ont beaucoup facilité notre travail.

Monsieur G. Valladas est l'instigateur des expériences que nous avons effectuées auprès de Saturne. J'ai eu la joie de toujours trouver en lui, un guide scientifique exceptionnel et une homme d'une qualité humaine rare. Je lui dois beaucoup des connaissances que j'ai acquises. Ne ménageant jamais sa peine, il a été tout au long de l'expérience, le pilote sûr et enthousiaste, capable de faire travailler dans une atmosphère de parfaite camaraderie l'équipe que nous formions. Je suis heureux de pouvoir lui témoigner avec cette thèse pour laquelle il m'a tant aidé, ma gratitude et mon admiration.

Tous mes camarades du laboratoire, G. Bizard, J. Duchon, J.M. Fontaine, J.P. Patry, se sont partagés les difficultés de mettre au point une grande partie de l'électronique. Ils ont fourni durant l'expérience un gros travail dans des conditions souvent difficiles, loin de leur foyer. L'expérience a été pour tous une épreuve très dure, mais toujours acceptée avec bonne humeur. Leur assistance a été inévaluable. A Saclay, P. Bareyre a eu la lourde tâche de mettre au point la chambre à étincelles; C. Bricman et G. Villet ont eu la responsabilité de faire marcher et d'exploiter les programmes d'analyses, sur lesquels M.J. Longo, en déplacement de Berkeley, a beaucoup travaillé pendant son séjour parmi nous. J. Yonnet a calculé et mis au point le faisceau. Tous ont tant contribué à cette expérience que je ne saurais jamais assez les remercier.

L'analyse en déphasages a été faite grâce à P. Bareyre, C. Bricman et G. Villet. Ils ont fait preuve à mon égard d'une amicale collaboration, dont je leur suis très reconnaissant.

La compétence et l'inlassable bonne volonté de P. Autones ont permis dans une large mesure que l'expérience se déroule dans de bonnes conditions techniques. L'aide apportée par Messieurs Poinsignon, Rousseau et Thibaud à Saclay, celle du personnel technique de l'Université, Messieurs Osmont, Chenu et Pasquier, ont été précieuses. Je leur sais gré à tous de leur cordiale participation.

Je remercie J. Teiger pour son assistance technique durant une partie de l'expérience.

Le travail de dépouillement des photographies a nécessité de la part de tous ceux qui y ont participé beaucoup de conscience professionnelle. Leur contribution est importante. A Saclay, Madame Roussier a entraîné avec bonne humeur une nombreuse équipe. A Caen, Mesdemoiselles Cancian et Landaud, Monsieur Saur, ont été les membres les plus actifs animés par J. Yonnet, et la collaboration de tous les physiciens du groupe.

Je tiens à remercier Monsieur Prugne, Chef du groupe des Techniques nucléaires à Saclay, ses collaborateurs, Messieurs Marquet, Garin, Leroy, et tous ceux de son service que je n'ai pu nommer, pour la fabrication de la cible à hydrogène et les compteurs à scintillation. Ils ont assuré avec le maximum d'efficacité le bon fonctionnement de la cible et de la chambre.

Je remercie Messieurs R. Levy-Mandel, Schoen, Lefrère, et tous leurs collaborateurs du Département Saturne pour l'aide apportée auprès de la machine. Avec Monsieur Crussart, ils ont eu le souci de nous faciliter le travail au cours de l'expérience. Nous avons rencontré la même compréhension auprès du personnel du Service de calcul.

L'obligeance de Monsieur B. Maglic a beaucoup facilité mon travail en me permettant de bénéficier de l'aide du CERN pour la présentation de cette thèse. Mademoiselle Pernet s'est occupée avec gentillesse et beaucoup de compétence de la frappe. Madame Daber a fait toutes les figures avec un soin qui doit être partagé avec le Service photographique de Monsieur Theurillat. Je les remercie tous très vivement.

Il m'est impossible de terminer cette longue liste, sans parler de ma femme. Sans sa compréhension, son soutien et ses encouragements de tous les jours, j'aurais renoncé avant d'arriver au terme de l'expérience; et pourtant, ce travail a été une épreuve pour elle. Sa confiance a été pour moi un stimulant.

Je remercie enfin, le C.N.R.S. pour les subventions qu'il m'a accordées depuis mon entrée dans la physique des hautes énergies.

APPENDICE A

POUVOIR ANALYSEUR DU CARBONE P_2

TABLES

$$P_2(T, \vartheta T, \Delta T_i) = P_{2\max}(T, \Delta T_i) \times P_2^*(T, \vartheta T, \Delta T_i)$$

ΔT_i = 0, 9 et 18 MeV

T	$P_{2\max}(T, \Delta T_i)$		
	0	9	18
70	0,330	0,330	0,330
80	0,390	0,370	0,370
90	0,495	0,450	0,450
100	0,690	0,570	0,540
110	0,850	0,730	0,660
120	0,925	0,835	0,760
130	0,950	0,875	0,815
140	0,960	0,890	0,840
160	0,965	0,905	0,855
180	0,955	0,910	0,865
200	0,940	0,905	0,865
220	0,920	0,890	0,860
240	0,880	0,860	0,830
260	0,825	0,810	0,780
280	0,760	0,750	0,730
300	0,695	0,690	0,650
320	0,640	0,630	0,600

POUVOIR ANALYSEUR DU CARBONE P_2^* (T_k, ϑT_j, ΔT_i), ΔT_i = 0, 9 et 18 MeV

ϑT_j	71 MeV			95 MeV			135 MeV			155 MeV			220 MeV			289 MeV			313 MeV		
	0	9	18	0	9	18	0	9	18	0	9	18	0	9	18	0	9	18	0	9	18
500		0,485		0,410	0,475	0,500															
600		0,390		0,445	0,515	0,542															
700		0,380		0,427	0,505	0,531	0,440	0,480	0,510	0,410	0,434	0,465									
800		0,410		0,420	0,485	0,510	0,460	0,503	0,535	0,432	0,455	0,490									
900		0,485		0,410	0,475	0,500	0,465	0,508	0,540	0,447	0,472	0,505	0,350	0,354	0,380						
1000		0,545		0,410	0,475	0,500	0,475	0,520	0,553	0,460	0,487	0,525	0,405	0,420	0,440						
1200		0,590		0,435	0,515	0,542	0,490	0,536	0,572	0,478	0,515	0,548	0,510	0,530	0,555				0,375	0,375	0,390
1400		0,635		0,495	0,575	0,605	0,518	0,565	0,602	0,520	0,550	0,590	0,575	0,596	0,620	0,385	0,385	0,403	0,526	0,526	0,547
1600		0,790		0,615	0,655	0,687	0,555	0,605	0,645	0,558	0,590	0,630	0,615	0,640	0,670	0,518	0,518	0,542	0,616	0,616	0,640
1800		0,925		0,745	0,750	0,790	0,595	0,632	0,675	0,600	0,633	0,680	0,665	0,690	0,715	0,660	0,660	0,680	0,707	0,707	0,735
2000		0,985		0,837	0,830	0,855	0,647	0,670	0,705	0,657	0,695	0,745	0,705	0,735	0,765	0,740	0,740	0,775	0,782	0,782	0,814
2200		1,0		0,905	0,900	0,915	0,715	0,730	0,760	0,710	0,750	0,805	0,750	0,780	0,798	0,800	0,800	0,848	0,835	0,835	0,868
2400		1,0		0,950	0,950	0,960	0,797	0,790	0,815	0,800	0,820	0,865	0,797	0,830	0,845	0,850	0,850	0,890	0,872	0,872	0,905
2600				0,975	0,980	0,990	0,865	0,847	0,875	0,875	0,890	0,922	0,840	0,874	0,885	0,895	0,895	0,940	0,910	0,910	0,945
2800				1,0	1,0	1,0	0,937	0,915	0,928	0,935	0,955	0,965	0,893	0,912	0,925	0,925	0,925	0,955	0,940	0,940	0,955
3000				1,0	1,0	1,0	0,985	0,973	0,980	0,980	0,990	0,990	0,940	0,950	0,960	0,955	0,955	0,976	0,972	0,972	0,975
3200							0,995	1,0	0,995	1,0	1,0	1,0	0,970	0,978	0,982	0,975	0,975	0,995	0,978	0,978	0,990
3400							0,955	0,955	0,935	0,990	0,975	0,957	0,995	0,995	1,0	0,995	0,995	1,0	1,0	1,0	1,0
3600							0,840	0,845	0,830	0,825	0,870	0,893	1,0	0,995	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
3800										0,710	0,835	0,805	0,987	0,985	0,982	1,0	1,0	0,995	1,0	1,0	0,995
4000										0,600	0,800	0,715	0,977	0,961	0,955	0,985	0,985	0,975	0,995	0,995	0,987
4200													0,932	0,930	0,925	0,970	0,970	0,960	0,985	0,985	0,976
4400													0,800	0,885	0,880	0,930	0,930	0,900	0,970	0,970	0,955

SIS/R/11433

A P P E N D I C E B

EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT[18)]

ESTIMATION DE L'ASYMETRIE PARASITE

Considérons deux dépouillements indépendants des mêmes données. Soit N_1 le nombre d'événements trouvés dans le premier, et N_2 le nombre d'événements trouvés dans le second. Si :

n_1 est le nombre d'événements trouvés dans le premier dépouillement, mais qui n'étaient pas trouvés dans le second, et
n_2 le nombre d'événements trouvés dans le second dépouillement, mais pas dans le premier;
$N_C = N_1 - n_1 = N_2 - n_2$ est le nombre d'événements communs aux deux dépouillements et :
$N = N_C + n_1 + n_2$ le nombre d'événements individuels trouvés dans les deux dépouillements. Si N_t est le nombre total réel d'événements (trouvés et non trouvés) et si e_1 et e_2 sont les efficacités du premier et du second dépouillement :

$$N_1 = e_1 \cdot N_t$$

$$N_2 = e_2 \cdot N_t$$

$$N_C = e_1 \cdot e_2 \cdot N_t .$$

On en déduit :

$$e_1 = \left(1 + \frac{n_2}{N_C}\right)^{-1}$$

$$e_2 = \left(1 + \frac{n_1}{N_C}\right)^{-1} .$$

07/10
p/pp

L'erreur quadratique moyenne, pour l'efficacité du premier dépouillement, est définie par :

$$\Delta e_1 = e_1(1 - e_1) \cdot \left(\frac{1}{n_2} + \frac{1}{N_C} \right)^{1/2} .$$

En séparant les événements trouvés dans les deux dépouillement en diffusions à droite et diffusions à gauche, nous pouvons calculer séparément les efficacités de détection, e_d et e_g, qui définissent une mesure du biais du dépouillement :

$$a = \frac{e_g - e_d}{e_g + e_d} ,$$

dont l'erreur est donnée par :

$$\Delta a = \frac{1 - a^2}{2} \left[\left(\frac{\Delta e_g}{e_g} \right)^2 + \left(\frac{\Delta e_d}{e_d} \right)^2 \right]^{1/2} .$$

Si ϵ'_H est la valeur mesurée de l'asymétrie horizontale ϵ_H :

$$\epsilon'_H = \frac{a + \epsilon_H}{1 - a\epsilon_H}$$

ou :

$$\epsilon_H = \frac{\epsilon'_H - a}{1 + a\epsilon'_H} .$$

A P P E N D I C E C

RELATIONS COMPLEMENTAIRES

Ces relations sont applicables à la diffusion $\pi^+ p$ pour laquelle nous n'avons qu'un seul état de spin isobarique à considérer.

Pour une interaction purement nucléaire, les amplitudes de diffusion sont données par les équations (I-1) et (I-2). En intégrant la section efficace différentielle élastique, on obtient :

$$(\sigma_T)\text{él nucl} = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \Big\{ (\ell+1)[1+(\eta_\ell^+)^2 - 2\eta_\ell^+ \cdot \cos(2\delta_\ell^+)]$$

$$+ \ell[1+(\eta_\ell^-)^2 - 2\eta_\ell^- \cos(2\delta_\ell^-)] \Big\}.$$

La section efficace totale σ_T (élastique + inélastique) est reliée par le théorème optique à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant :

$$\sigma_T = 4\pi\lambda \, \mathrm{Im}[f(0°)],$$

(A $\vartheta = 0°$, $P_\ell = 1$ et $P_\ell' = 0$)

$$\mathrm{Im}[f(0°)] = \frac{\lambda}{2} \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \Big\{ (\ell+1)[1-\eta_\ell^+ \cos(2\delta_\ell^+)] + \ell[1-\eta_\ell^- \cos(2\delta_\ell^-)] \Big\}.$$

On en déduit facilement la section efficace totale inélastique $(\sigma_T)_{inél}$ en soustrayant $(\sigma_T)_{él}$ de σ_T :

$$(\sigma_T)_{inél} = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} (\ell+1)[1-(\eta_\ell{}^+)^2] + \ell[1-(\eta_\ell{}^-)^2] .$$

A P P E N D I C E D

PARAMETRISATION DES AMPLITUDES EN ONDES PARTIELLES (L. ROPER[28b])

Les déphasages et les paramètres d'absorption sont développés comme suit :

$$\bar{\delta}_{\ell^{\pm}}^{(2T)} = q^{2\ell+1} \sum_{n=o}^{\ell_m-\ell} \left[b_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \right]_n \cdot q^n$$

$$\bar{\eta}_{\ell^{\pm}}^{(2T)} = e^{-2\alpha} \quad ;$$

ℓ_m est la valeur maximum du moment angulaire orbital ℓ utilisé dans l'analyse ($\ell_m = 4$) et q l'impulsion dans le C.M. Les longueurs de diffusion $b_{\ell^{\pm}}^{(2T)}$ sont ajustées comme des paramètres en partant des valeurs théoriques ou expérimentales.

$$\alpha = \begin{cases} 0 \text{ pour } q < q_o \ (q_o = 1479 \text{ MeV/c, seuil de création d'un } \pi) \\ (q - q_o)^{2\ell+1} \sum_{n=o}^{\ell_m-\ell} \left[c_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \right]_n (q - q_o)^n \text{ pour } q > q_o \ ; \end{cases}$$

(c, coefficients ajustés).

Les amplitudes en ondes partielles sont écrites sous la forme :

$$a_{\ell^{\pm}}^{(2T)} = \epsilon \cdot a_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \text{ (résonnante)} + a_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \text{ (non résonnante)}$$

$$\epsilon = \begin{cases} 1 \text{ pour un état dans lequel une résonnance est imposée} \\ 0 \text{ en l'absence d'une résonnance.} \end{cases}$$

$$a_{\ell^{\pm}}^{(2T)} = \frac{1}{2i}\left[\bar{\eta}_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \cdot e^{2i\bar{\delta}_{\ell^{\pm}}^{(2T)}} - 1\right] .$$

L'amplitude de diffusion résonnante est donnée par une formule de Breit-Wigner généralisée (Layson[65]) :

$$a_{\ell^{\pm}}^{(2T)} \text{ (résonnante)} = \frac{-\frac{1}{2} \cdot \Gamma_{\text{él}_{\ell^{\pm}}}^{(2T)}}{\left[E - E_{o_{\ell^{\pm}}}^{(2T)}\right] + \frac{i}{2} \cdot \Gamma_{t_{\ell^{\pm}}}^{(2T)}} .$$

$E_{o_{\ell^{\pm}}}$ et E sont, dans le système du C.M., l'énergie résonnante et l'énergie du π. $\Gamma_{t_{\ell^{\pm}}}$ est la largeur totale, et $\Gamma_{el_{\ell^{\pm}}}$ la largeur de la diffusion élastique

$$\Gamma_{t_{el^{\pm}}}^{(2T)} = \Gamma_{\text{él}_{\ell^{\pm}}}^{(2T)} + \Gamma_{\text{inél}_{\ell^{\pm}}}^{(2T)}$$

$$\Gamma_{\text{él}_{\ell^{\pm}}}^{(2T)} = \frac{4\mu M}{(E_{o\ell^{\pm}} + E)} \cdot \gamma_{\ell^{\pm}}^{2} \cdot (qr) \cdot v\ell(q \cdot r) ,$$

où :

μ et M sont respectivement, la masse du pion et du nucléon;

r est le rayon du volume de l'interaction;

$v\ell(qr)$ est le facteur de pénétration de la barrière, onde ℓ. La largeur réduite $\gamma_{\ell^{\pm}}^{(2T)}$ est un facteur sans dimension, qui contient seulement la dépendance en énergie due aux propriétés intrinsèques de la résonance. Le facteur $(E_{o\ell^{\pm}} + E)^{-1}$ est une correction relativiste donnée par Layson, mais qui est très faible.

REFERENCES

1) D. Amati, S. Fubini, Ann.Rev.Nucl.Sci. 12, 361 (1962).

2) J. Hamilton, Strong interactions and high energies physics (1964) (Oliver and Boyd, Edinburgh and London), p. 281.

3) A. Donnachie, J. Hamilton, A. T. Lea, Phys.Rev. 135, B. 515 (1964).

4) A. Donnachie, J. Hamilton, Phys.Rev. 138, B. 678 (1965).

5) P. Bareyre, C. Bricman, G. Villet, Phys.Rev.Letters 14, 881 (1965).

6) J.O. Maloy, G.A. Salaudin, A. Manfredini, V.Z. Peterson, J.I. Friedman, H. Kendall, Phys.Rev. 122, 1338 (1961).

7) R. Omnes, G. Valladas, Conférence Internationale sur les Particules Elémentaires, Aix-en-Provence (1961), p. 467.

8) G. Cocconi, E. Lillethun, J.P. Scanlon, C.C. Ting, J. Walters, A.M. Wetherell, Phys.Letters 8, 134 (1964).

9) G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, J.P. Scanlon, A.M. Wetherell, Contribution to the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (June 1965).

10) H. Tyren, Th.A.J. Maris, Nuclear Phys. 4, 637 (1957).

11) P. Hillman, A. Johansson, H. Tyren, Nuclear Phys. 4, 648 (1957).

12) P. Bareyre, C. Bricman, G. Valladas, G. Villet, G. Bizard, J. Séguinot, Phys.Letters 8, 137 (1964).

13) N.P. Klepikov, Soviet Phys. - JETP 44, 376 (1963).

14) Y.S. Kim, Phys.Rev. 129, 862 (1963).

15a) J.H. Foote, O. Chamberlain, E.H. Rogers, H.M. Steiner, C.E. Wiegand, T.H. Ypsilantis, Phys.Rev. 122, 948 (1961).

15b) J.H. Foote (Thèse) - Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-9191.

16a) H.R. Rugge, O.T. Vik, Phys.Rev. 129, 2300 (1963).

16b) O.T. Vik (Thèse) - Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-10253.

17) E.F. Beall, B. Cork, P.G. Murphy, W.A. Wenzel, C.M.P. Johnson, L.J. Koester, Phys.Rev. 126, 1554 (1962).

18a) R.D. Eandi, T.J. Devlin, R.W. Kenney, P.G. Mc Manigal, B.J. Moyer, Phys.Rev. 136, B 536 (1964).

18b) R.D. Eandi (Thèse) - Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-10629.

19a) J.A. Helland, T.J. Devlin, D.E. Hagge, M.J. Longo, B.J. Moyer, C.D. Wood, Phys.Rev.Letters 10, 27 (1963).

19b) C.D. Wood, T.J. Devlin, J.A. Helland, M.J. Longo, B.J. Moyer, V. Perez-Mendez, Phys.Rev.Letters 6, 481 (1961).

20) P. Bareyre, C. Bricman M.J. Longo, G. Valladas, G. Villet; G. Bizard, J. Duchon, J.M. Fontaine, J.P. Patry, J. Séguinot, J. Yonnet, Phys.Rev.Letters 14, 198 (1965) (résultats préliminaires).

21) P. Bareyre, C. Bricman, M.J. Longo, G. Valladas, G. Villet; G. Bizard, J. Duchon, J.M. Fontaine, J.P. Patry, J. Séguinot, J. Yonnet, Phys.Rev.Letters 14, 878 (1965).

22) P. Bareyre, Thèse (Paris, 1965).

23a) G. Bizard, Thèse (Caen, 1965).

23b) G. Bizard, J. Duchon, J.M. Fontaine, J. Séguinot; P. Bareyre, C. Bricman, G. Vallados, G. Villet, soumis à Il Nuovo Cimento.

24a) P.M. Ogden, D.E. Hagge, J.A. Helland, M. Banner, J.F. Detoeuf, J. Teiger, Phys.Rev. B. 137, 1115 (1965).

24b) P.M. Ogden (Thèse) - Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-11180.

25) P. Bareyre, C. Bricman, J. Séguinot, G. Villet, Phys.Rev.Letters 14, 201 (1965).
Analyse en déphasages de la diffusion $\pi^+ p$ à 410 et 490 MeV, effectuée en utilisant les résultats préliminaires de la polarisation du proton de recul[20]) et sans la contrainte de la valeur expérimentale de la section efficace totale inélastique.

26) P. Auvil, A. Donnachie, A.T. Lea, C. Lovelace, Phys.Letters 12, 76 (1964).

27) B.H. Bransden, R.G. Moorhouse, P.J. O'Donnell, Phys.Letters 11, 339 (1964).

28a) L.D. Roper, R.M. Wright, B.T. Feld, Phys.Rev. 138, B. 190 (1965).

28b) L.D. Roper, R.M. Wright, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-7846.

28c) L.D. Roper, R.M. Wright, B.T. Feld, Lawrence Radiation Laboratory (Livermore) Report, UCRL-7904, UCRL-12918.

29) C.L.C. Oxley, W.F. Cartwright, J. Rouvina, E. Baskir, D. Klein, J. Fing, W. Skillman, Phys.Rev. 91, 419 (1953).

30) E. Fermi, Nuovo Cimento 11, 411 (1954).

31) Dale Flint Dickinson (Thèse), Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-11690 (1964) : recoil-proton polarisation in π^- p elastic scattering at 365 MeV.

32a) J.O. Rear, University of California, Radiation Laboratory Report, UCRL-8417.

32b) D.J. Hudson, Statistics lectures, Vol. II, Rapport CERN 64-18.

33) Thomas J. Devlin, OPTIK, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-9727 (1961).

34) K.A. Anderson, Rev.Sci.Instr. 30, 869 (1959).

35) P. Autones, P. Bareyre, J.M. Gaillard, G. Robert, R. Seige, Nucl.Instr.Methods 24, 418 (1963).

36) P. Autones, J. Poinsignon, J. Rousseau, J. Teiger, J.Appl.Phys. 10, 147A (1963).

37) G. Bizard, J.P. Patry, Rapport du Laboratoire de Physique corpusculaire, Université de Caen (non publié).

38) V.Z. Peterson, Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-10622.

39) J.M. Dickson, Communication privée (non publié).

40) J.M. Dickson, D.C. Salter, Nuovo Cimento 6, 238 (1957).

41) R. Alphoncé, A. Johansson, G. Tibell, Nuclear Phys. 3, 185 (1957); Nuclear Phys. 4, 672 (1957).

42) E.M. Hafner, Phys.Rev. 111, 297 (1958).

43) O. Chamberlain, E. Segré, R.D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis, Phys.Rev. 102, 1659 (1956).

44) Th.A.J. Maris, H. Tyren, Nuclear Phys. 4, 662 (1957).
P. Hillman, A. Johansson, H. Tyren, Nuclear Phys. 3, 336 (1957), et référence 11).

45) J. Duchon, Thèse (Caen, 1965).

46) O.N. Jarvis, B. Rose, Phys.Letters 15, 271 (1965).

47) J. Debayssieux, F. Yrard, J. Heughebaert, R. Servranchx, R.T. van de Walle, Nuclear Phys. 63, 273 (1965).

48) J.H. Foote, O. Chamberlain, E.H. Rogers, H.M. Steiner, Phys.Rev. 122, 959 (1961).

49) C.L. Critchfield, D.C. Dodder, Phys.Rev. 76, 602 (1949).

50) F.T. Solmitz, Phys.Rev. 94, 1799 (1954).

51) H.P. Stapp, T.J. Ypsilantis, N. Metropolis, Phys.Rev. 105, 302 (1957).

52) Shigeo Minami, Progr.Theoret.Phys.(Kyoto) 11, 213 (1954).

53) H.A. Bethe, F. Hoffmann, Mesons and Fields (Row, Peterson, and Company, Illinois, 1955), Vol. II, p. 72.

54) E. Clementel, C. Villi, Nuovo Cimento 5, 1343 (1957).

55) Nous sommes reconnaissants au Dr Cence pour la communication de ce travail.

56) H.L. Anderson, W.C. Davidon, M. Glicksman, U.E. Kruse, Phys.Rev. 100, 279 (1955).

57) Olsson (Thèse, Université de Maryland), Rapport technique No 379.

58) B. Thévenet (Thèse, Paris), Rapport C.E.A. 2306 (1962).

59) G.L. Kane, T.D. Spearman, Phys.Rev.Letters 11, 45 (1963).

60) I.M. Ivantchenko, V.A. Schegelsky, Phys.Letters 13, 174 (1964).

61) W.K. Troka (Thèse) - Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL- 11537 (1964).

62) M.H. Hull, F.C. Lin, Communication privée, soumis à Phys.Rev.

63) O. Chamberlain, C.D. Jeffries, C.H. Schultz, G. Shapiro, L. van Rossum, Phys.Letters 7, 293 (1963).

64) G. Breit, M.H. Hull, K.E. Lassila, K.D. Pyatt, Phys.Rev. 120, 2227 (1960).
M.H. Hull, K.E. Lassila, H.M. Ruppel, F.A. Mc Donald, G. Breit, Phys.Rev. 122, 1606 (1961).

65) W.M. Layson, Nuovo Cimento 10, 724 (1963).

66) G. Puppi, Ann.Int.Conf. on High-Energy Physics, CERN (1958).

67) J. Hamilton, W.S. Woolcock, Revs.Modern Phys. 35, 737 (1963).

68) F. Mandl, Ann.Int.Conf. on High-Energy Physics, CERN (1956), **, p. 245.

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

TESTS EXPERIMENTAUX DES INVARIANCES CP ET T

Vu :
Le Président de la thèse
M.SCHERER

Vu et approuvé
CAEN Le
Le Doyen de la Faculté
des Sciences
M.LOZAC'H

Vu et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Université de CAEN
M.MARTIN .